PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1909. Redaktionsschluß für No. 1 am 27. Dezember 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

A. Sommerfeld, Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen. S. 969.

J. J. Kossonogow, Die Untersuchung der Elektrolyse mit dem Ultramikroskop. S. 976.

H. Greinacher, Über die Erhöhung der Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika durch α-Strahlen. S. 986.

G. Herglotz, Bewegung „starrer" Körper und Relativitätstheorie. S. 997.

Th. Wulf, Über den Ursprung der in der Atmosphäre vorhandenen γ-Strahlung. S. 997.

D. Isitani, Photographische Wirkung einer gebrannten Holzfläche sowie einiger Flüssigkeiten. S. 1003.

K. Lichtenecker, Zur Widerstandsberechnung mischkristallfreier Legierungen. S. 1005.

A. v. Büky, Mathematische Untersuchung und Verbesserung der Winddruckregistrierapparate System „Dines". S. 1008.

M. Siegbahn, Der Phasograph, ein neues Instrument zum Studium der Wechselströme. S. 1017.

R. Hartmann-Kempf, Neue Magnetinduktoren für höhere Frequenzen. S. 1018.

W. Krebs, Gemeinsames Drehungsgesetz bei geodynamischen und heliodynamischen Wirbeln. S. 1022.

W. Krebs, Antipodale und in abgemessenen Abständen ringbildende Erdkatastrophen. S. 1023.

W. Krebs, Die seismische Konstante des Metallkerns der Erde. S. 1024.

W. Krebs, Polarisation des Himmelslichtes. S. 1025.

H. Happel, Bemerkungen zu der Doktordissertation des Herrn G. van Rij. S. 1026.

K. Wegener, Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche. S. 1030.

Vorträge und Reden:

M. Born, Über das Thomsonsche Atommodell. S. 1031.

Besprechungen:

K. Pichelmayer, Dynamobau. S. 1034.

H. Harting, Optisches Hilfsbuch. S. 1035.

R. Luther, Photographie. S. 1035.

E. König, Das Arbeiten mit farbenempfindlichen Platten. S. 1036.

E. Stenger, Moderne photographische Kopierverfahren. S. 1036.

C. Puyo, Der Ölfarben-Kopierprozeß nach Rawlins. S. 1036.

F. Löscher, Vergrößern und Kopieren auf Bromsilberpapier. S. 1037.

E. Arnold, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Großherzoglichen Technischen Hochschule Fridericiana zu Karlsruhe 1908—1909. S. 1037.

K. Wolf, Grundzüge der Elektrotechnik. S. 1037.

K. Laudien, Die Elektrotechnik. S. 1037.

F. Hoppe, Grundgesetze der allgemeinen Elektrizitätslehre. S. 1037.

F. Hoppe, Prinzip und Wirkungsweise der technischen Meßinstrumente für Gleichstrom. S. 1037.

F. Hoppe, Widerstandsbestimmungen. S. 1037.

G. Wernicke, Elektrotechnische Messungen und Meßinstrumente. S. 1038.

H. Brunswig, Explosivstoffe. S. 1038.

A. Schwaiger, Das Regulierproblem in der Elektrotechnik. S. 1038.

C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik. S. 1038.

A. Battelli, A. Occhialini, S. Chella, Die Radioaktivität. S. 1039.

A. Sella, Theoretische Einführung zu einigen praktischen Übungen der Physik. S. 1039.

F. Stolze, Die Stereoskopie und das Stereoskop in Theorie und Praxis. S. 1039.

A. Voß, Über das Wesen der Mathematik. S. 1039.

J. L. Routin, Die Regulierung der elektrischen Generatoren. S. 1039.

O. Nairz, Die elektrische Arbeitsübertragung. S. 1040.

O. Nairz, Die Radiotelegraphie. S. 1040.

Personalien. S. 1040.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen.

Von A. Sommerfeld.

Die kürzlich von J. Stark[1]) publizierten Beobachtungen, die eine ausgesprochene Dissymmetrie der von einer Kohlenantikathode ausgesandten Röntgenstrahlung zu zeigen scheinen, veranlassen mich, Überlegungen mitzuteilen, die mich seit längerer Zeit beschäftigen. Ich gehe dabei von der wohlbekannten Wiechert-Stokesschen Vorstellung aus, die den Ursprung der Röntgenstrahlung in der Bremsung des Kathodenstrahlelektrons sieht. Allerdings kann diese Vorstellung nach unseren heutigen durch die Untersuchungen von Barkla[2]) bestimmten Anschauungen nur einen Teil, und zwar im allgemeinen nur einen kleinen Teil der als Röntgenstrahlung wahrgenommenen Intensität wiedergeben. Er ist überlagert von einem zweiten Teil, der mehr den Charakter einer Fluoreszenzstrahlung[1]) (Eigenstrahlung) zu haben scheint. Bei kleinem Atomgewicht des Antikathodenmaterials überwiegt der erste Bestandteil, bei größerem der zweite. Der erste Bestandteil ist der Theorie nach vollständig polarisiert und weist charakteristische Intensitätsunterschiede nach den verschiedenen Richtungen auf, wenn die Bremsung geradlinig erfolgt. Geschieht sie im Zickzack, wobei jedoch die ursprüngliche Kathodenstrahlrichtung vorherrschen wird, so wird für die im ganzen resultierende Strahlung die Polarisation unvollständig und die Richtungsverschiedenheit der Intensität weniger deutlich. Der zweite Bestandteil ist allseitig ungeordnet und unpolarisiert. Diese Unterscheidung erklärt, warum bei den gewöhnlichen Platinantikathoden der po-

1) Diese Zeitschr. 10, 902, 1909.

2) Diese beziehen sich auf Sekundärstrahlen. Ihre Übertragung auf Primärstrahlen wird durch die Unterschiede im Verhalten von Platin, Aluminium und Kohle als Antikathode nahegelegt.

1) Vgl. das lehrreiche Referat von Barkla in Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. 15, S. 257, insbesondere S. 268, Mai 1909, und J. Stark, diese Zeitschr. 10, 580, 1909.

larisierte und der Intensität nach differenzierte Anteil gering ist, so daß der ursprüngliche Befund von Röntgen ein nach allen Richtungen im wesentlichen gleiches Emissionsgesetz ergeben mußte, zugleich auch, warum Herwegh bei einer Kohlenantikathode eine stärkere Polarisation und Stark eine merkliche Verschiedenheit der Intensität in verschiedenen Richtungen wahrgenommen hat (beides allerdings zunächst nur an den photographisch wirksamen Strahlen nachgewiesen). Bei dem zweiten „Fluoreszenzanteil" der Strahlung findet eine Absorption und Emission von Energie im Atom statt. Es ist sehr wohl möglich, daß hierbei das Plancksche Wirkungsquantum eine Rolle spielt. Auf diesen (im allgemeinen wichtigsten) Anteil der Strahlung möchte ich die von J. Stark und W. Wien vorgeschlagene Berechnung[1]) der Wellenlänge der Röntgenstrahlen beschränkt wissen. Mit dem ersten „Bremsanteil" der Strahlung dagegen scheint mir das Wirkungsquantum nichts zu tun zu haben. Bei diesem wird man nach wie vor lieber von der „Impulsbreite" als von der „Wellenlänge" der Röntgenstrahlen sprechen. Die Eigenschaften dieses Anteils sollte man aus der reinen elektromagnetischen Theorie zu verstehen suchen.

Daß dies in Hinsicht auf die in den Starkschen Figuren angegebenen Intensitätsunterschiede möglich ist, ja daß die elektromagnetische Theorie dieselben seit langem vorhersehen ließ (vgl. Nr. 5), möchte ich im folgenden zeigen. Es genügt zu dem Ende, einige im Grunde bekannte Formeln zusammenzustellen und sie durch Figuren[2]) zu erläutern. Auf einen Beweis der Formeln kann ich verzichten, da er sich leicht aus den Entwicklungen des Abrahamschen Lehrbuches[3]) ergibt. Bezüglich der Anschauungen[4]) des Hn. Stark über die von einem gebremsten Elektron emittierte Strahlung, nach denen die Emission in allen Richtungen gleich groß sein soll, also keine elektromagnetische Bewegungsgröße mit sich führen und daher auch keine rückwirkende Kraft auf das Elektron ausüben würde, möchte ich hier nur bemerken, daß sie mit der elektromagnetischen Theorie unvereinbar sind.

1. Wenn ein Elektron von der Geschwindigkeit $v = \beta c$ plötzlich auf Null gebremst wird, so sendet es ein Feld $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ aus, welches in großem Abstande von dem Emissionszentrum gegeben ist durch

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \cos \varphi}. \qquad (1)$$

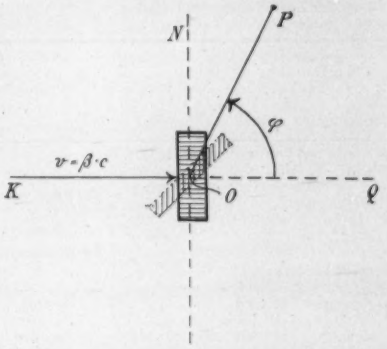


Fig. 1.

φ bedeutet (Fig. 1) den Winkel zwischen der Verlängerung OQ der Elektronenbahn (Kathodenstrahl) und dem Radiusvektor OP vom Emissionszentrum nach dem Aufpunkte (Röntgenstrahl). Das Feld hat natürlich Rotationssymmetrie um die Achse OQ, ist aber in bezug auf die Normalebene ON dissymmetrisch ausgebildet, derart, daß für einen in der Richtung des Kathodenstrahls blickenden Beobachter das Feld auf der Rückseite dieser Ebene stärker ist, wie auf der Vorderseite — dort ist $1 - \beta \cos \varphi$ kleiner wie an der symmetrisch gelegenen Stelle hier.

Formel (1) bringt nur die uns interessierende Abhängigkeit von dem Azimut φ zum Ausdruck, welche die fragliche Dissymmetrie bewirkt. Sie ist rechterhand mit einem von φ unabhängigen Faktor multipliziert zu denken, der von dem Abstand OP sowie von Ladung und Ausdehnung des Elektrons abhängt. Solche Faktoren werden wir auch im folgenden der Übersichtlichkeit wegen fortlassen. Außerdem stellt die Formel nur die Größe, nicht die Richtung von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ dar; der Richtung nach stehen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ bekanntlich senkrecht zueinander und zu OP, $\mathfrak{E}$ überdies senkrecht zur Ebene KOP. Die durch (1) dargestellte Strahlung ist also vollständig in dieser Ebene polarisiert.

Die durch die Flächeneinheit bei P hindurchgestrahlte Energie beträgt hiernach

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{E}\mathfrak{H} = \frac{\beta^2 \sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} \qquad (2)$$

Wie bekannt, ergibt sich, ähnlich wie beim

1) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 881, 1907; W. Wien, Göttinger Nachrichten, November 1907.

2) Von Hn. P. Ewald gezeichnet, dem ich herzlich dafür danke.

3) 2. Aufl., § 25 für die Angaben unter 1., § 13 und 14 für die Angaben unter 2. Die unter 3. mitgeteilten Ergebnisse sind daraus durch einfache Integrationen abzuleiten.

4) Herr Stark ersucht mich bei der Korrektur mitzuteilen, daß diese Anschauungen („Atherwellenhypothese") nach seiner eigenen Auffassung gar nicht aus der elektromagnetischen Theorie folgen. Da sie sonst nirgends in der Literatur geäußert sind und auch von Herrn Stark, der sie zuerst publiziert hat, bekämpft werden, so erübrigt es sich, weiter auf sie einzugehen.

Hertzschen Oszillator, $\mathfrak{S} = 0$ für $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$. Das Maximum von $\mathfrak{S}$, welches mit dem von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ zusammenfällt, tritt für den Winkel $\cos\varphi = \beta$ ein; bei kleinem β liegt es also nahezu unter 90^0 gegen OQ, für $\beta = 1$ rückt es auf OQ; immer ist die „Rückseite" bevorzugt. Fig. 2 stellt die Intensität $\mathfrak{S}$ in ihrer

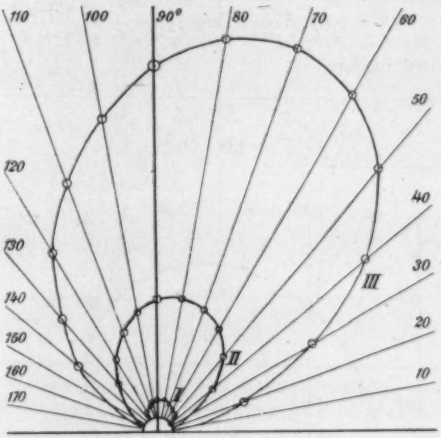


Fig. 2.

Abhängigkeit vom Azimut φ als Polardiagramm dar, $\mathfrak{S}$ ist von O aus als Radiusvektor aufgetragen. Die Kurven III, II, I entsprechen den Werten

$$\beta = \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{10};$$

man sieht wie die Dissymmetrie mit zunehmender Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen zunimmt, ebenso natürlich die Stärke der Ausstrahlung überhaupt.

Noch sei bemerkt, daß die Lage der Antikathode für die Theorie unseres Bremsvorganges belanglos ist. Bei Stark liegt sie in der Ebene ON, und es kann vor und hinter der Antikathode (Kohle) beobachtet werden. Die gewöhnliche Anordnung, bei der man nur vor der Antikathode (Platin) beobachtet, ist in Fig. 1 punktiert eingetragen. Beidemal ist nach der Theorie für gleiches φ dasselbe Feld zu erwarten, falls man die Absorption in der Antikathode korrigieren kann.

2. Die Annahme einer plötzlichen Bremsung ist natürlich weit von der Wirklichkeit entfernt; plötzliche Hemmung bedeutet einen Bremsweg, der klein ist gegen die Ausdehnung der Ladung des Elektrons, und würde Röntgenstrahlen von exorbitanter Härte entsprechen. Der wirkliche Bremsweg ist wahrscheinlich von der Größenordnung der molekularen Wirkungssphäre und entspricht einer langsamen, quasistationären Hemmung.

Im Verlaufe des Bremsweges wird fortgesetzt Strahlung emittiert; der Einfachheit halber werde angenommen, daß die Bremsbahn geradlinig sei, so daß die augenblickliche Verzögerung $\mathfrak{v}$ mit der augenblicklichen und ursprünglichen Geschwindigkeit gleichgerichtet ist. $v = \beta c$ sei die ursprüngliche, $v' = \beta' c$ mit $\beta' < \beta$ die augenblickliche Geschwindigkeit. Dann geht von dem augenblicklichen Emissionszentrum O' ein Feld aus, dessen Abhängigkeit vom Azimut dargestellt wird durch

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\sin\varphi}{(1 - \beta'\cos\varphi)^3}. \qquad (3)$$

Der rechterhand unterdrückte Faktor ist mit der Verzögerung $\mathfrak{v}$ proportional und von β' unabhängig. Das Maximum des Feldes wandert hiernach von kleineren φ zu $\varphi = \pi/2$ in dem Maße, wie β' während der Bremsung abnimmt, liegt aber stets auf der Rückseite der Normalebene ON. Über Richtung und Polarisation des Feldes gilt dasselbe wie unter 1. Die theoretisch zu erwartende Lage der Polarisationsebene wird bekanntlich durch die Beobachtung exakt bestätigt.

Die augenblickliche Intensität der Ausstrahlung ist gegeben durch

$$\mathfrak{S}' = \mathfrak{E}\mathfrak{H} = \frac{\sin^2\varphi}{(1 - \beta'\cos\varphi)^6} \qquad (4)$$

und wird durch das Polardiagramm Fig. 3 für die Werte

$$\beta' = \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{10}, 0$$

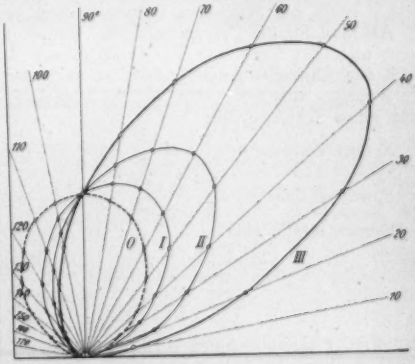


Fig. 3.

(Kurve III, II, I, o) dargestellt. Die Dissymmetrie ist jetzt stärker ausgebildet, wie im Falle plötzlicher Hemmung (Fig. 2) bei gleichem β, und nimmt wie dort mit wachsendem β zu. Für $\beta' = 0$ ist die Dissymmetrie verschwunden. Das nicht zugleich auch die Intensität überhaupt Null wird, liegt daran, daß bis zum Schluß der Bremsung ($\beta' = 0$) das Elektron fortgesetzt verzögert wird. Die Größe der Verzögerung $\dot{v}$ ist für alle vier Kurven der Fig. 3 als gleich angenommen, entsprechend dem Umstande, daß in Gl. (4) der mit $\dot{v}^2$ proportionale Faktor der rechten Seite gleich 1 genommen ist. Die Kurven von Fig. 3 sind also insofern miteinander vergleichbar, als sie den Einfluß der Geschwindigkeit auf die Intensitätsverteilung bei gleicher Verzögerung zeigen.

3. Von der augenblicklichen Ausstrahlung $\mathfrak{S}'$ haben wir durch Integration über die Zeit zur Gesamtstrahlung

$$\mathfrak{S} = \int \mathfrak{S}' \, dt$$

überzugehen, die die Intensität der gesamten Zone von Röntgenimpulsen in dem betreffenden Azimut mißt. Die Grenzen der Integration entsprechen dabei den Werten $\beta' = \beta$ (ursprüngliche Geschwindigkeit) und $\beta' = 0$ (Ruhe). Daß die aufeinanderfolgenden Emissionszentren O' etwas verschiedene Lage und daher die entsprechenden Strahlvektoren $\mathfrak{S}'$ etwas verschiedene Richtung haben, kann offenbar außer Betracht bleiben, wenn der Aufpunkt P hinreichend fern liegt. Nimmt man die Verzögerung als konstant an, so läßt sich die Integration ausführen und liefert:

$$\mathfrak{S} = \frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi}\left(\frac{1}{(1-\beta\cos\varphi)^4} - 1\right). \qquad (5)$$

Für $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ ergibt sich natürlich wieder $\mathfrak{S} = 0$; für $\varphi = \pi/2$ findet man durch Grenzübergang $\mathfrak{S} = 4\beta$. Stärke und Lage des Maximums hängt von β ab; mit abnehmendem β rückt das Maximum nach größerem φ.

Als Maß für die Dissymmetrie der Emission kann man das Verhältnis R der Strahlung S_1 nach der Rückseite zu derjenigen S_2 nach der Vorderseite ansehen. Aus Gl. (5) berechnet man ohne Schwierigkeit:

$$\frac{1}{2\pi} S_1 = \int_0^{\pi/2} \mathfrak{S} \sin\varphi \, d\varphi = \frac{5\beta - 4\beta^2}{3(1-\beta)^2} - \log(1-\beta),$$

$$\frac{1}{2\pi} S_2 = \int_{\pi/2}^{\pi} \mathfrak{S} \sin\varphi \, d\varphi = \frac{5\beta + 4\beta^2}{3(1+\beta)^2} + \log(1+\beta).$$

Hieraus ergibt sich

für $\beta = \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{5}, \quad \frac{1}{10}$

$$\frac{S_1}{S_2} = R = 1{,}9, \quad 1{,}6, \quad 1{,}2,$$

also wieder eine abnehmende Dissymmetrie bei abnehmendem β.

Ebenfalls ein Maß für die Dissymmetrie bildet das Verhältnis F der nach der Rückseite ausgestrahlten Bewegungsgröße G_1 zu derjenigen nach der Vorderseite ausgestrahlten G_2. Bei ihrer Berechnung hat man die in (5) angegebene Emission offenbar nicht wie vorher skalar, sondern vektoriell zusammenzusetzen. Man findet:

$$G_1 = 2\pi \int_0^{\pi/2} \mathfrak{S} \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi = \frac{\beta}{3} \frac{3-2\beta}{(1-\beta)^2},$$

$$G_2 = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \mathfrak{S} \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi = -\frac{\beta}{3} \frac{3+2\beta}{(1+\beta)^2}$$

und hieraus

für $\beta = \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{5}, \quad \frac{1}{10}$

$$\frac{G_1}{|G_2|} = F = 2{,}6, \quad 1{,}7, \quad 1{,}3.$$

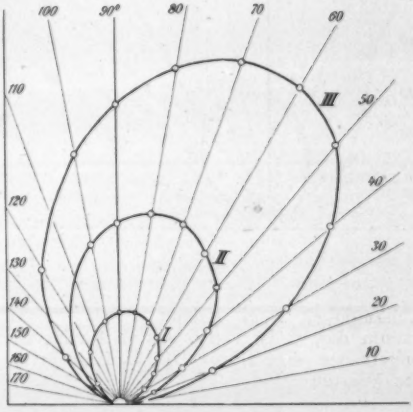


Fig. 4.

Fig. 4 stellt in den Kurven III, II, I die Verteilung von $\mathfrak{S}$ für dieselben Werte von β dar und zeigt qualitativ denselben Charakter wie die Fig. 7 und 8 von Hn. Stark. Auf einen quantitativen Vergleich müssen wir verzichten, da die Starkschen Kurven wohl nur qualitative Gültigkeit beanspruchen. Was z. B. die Lage des Maximums betrifft, so tritt dieses bei Stark für ein (in unserer Weise gerechnetes) Azimut von 60° oder 50° auf, was nach Maßgabe der theoretischen Kurven auf eine Geschwindigkeit $\beta > 1/3$ schließen lassen würde, die jedenfalls nicht vorlag. Man kann aber offenbar innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Starkschen Beobachtungen und Korrektionen auch Kurven ziehen, deren Maximum bei größerem φ liegt.

Nach den Ausführungen der Einleitung haben wir den Kurven der Fig. 4 noch eine kon-

stante Intensität von unbekanntem Betrage, entsprechend dem Fluoreszenzanteil der Röntgenstrahlung, zu überlagern. Dies ist in Fig. 5 für die Kurve $\beta = 1/5$ geschehen, und zwar in der Weise, daß die Stärke des Fluoreszenzanteils, dargestellt durch den Kreis der Fig. 5,

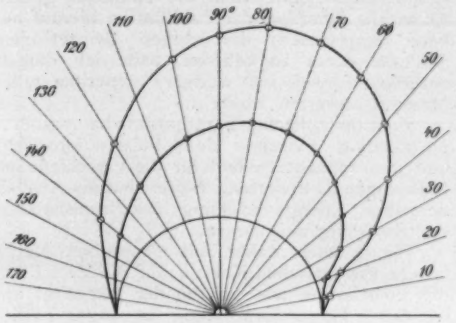


Fig. 5.

das eine Mal gleich der maximalen Stärke des Bremsanteils, das andere Mal halb so groß angenommen wurde. Die Dissymmetrie wird durch diese Überlagerung natürlich abgeschwächt, die Lage des Maximums übrigens nicht geändert. Bei einem quantitativen Vergleich von Theorie und Beobachtung wird man auf das wahrscheinliche Vorhandensein eines solchen Fluoreszenzanteils im Sinne der Fig. 5 Rücksicht zu nehmen haben, der um so stärker sein wird, je größer das Atomgewicht der Antikathode ist, sowie auf mancherlei andere Komplikationen (Sekundärstrahlung, nichtgeradlinige und nichtgleichförmige Bremsung usw.).

Einen allerdings ebenfalls nur qualitativen Vergleich mit der Theorie gestatten auch die vorläufigen Messungen von Herrn Kaye[1]) an primären Röntgenstrahlen über die „emergence" und „incidence radiation" bei Gold-, Aluminium- und Kupfer-Antikathoden. Die Intensität wird hier nicht wie bei Stark auf photographischem Wege sondern, was wohl befriedigender ist, durch eine Ionisierungszelle bestimmt. Gemessen wird das Verhältnis R der emergence radiation (nach der Rückseite) zur incidence radiation (nach der Vorderseite). Im Gegensatz zu der obigen Definition von R ist zu bemerken, daß unter emergence radiation hier ein schmaler Strahlenkegel von einem durch die Apparatdimensionen bestimmten mittleren Azimut φ und als incidence radiation der entgegengesetzte Strahlenkegel vom Azimut $\pi - \varphi$ verstanden wird und daß beidemal die aus Brems- und Fluoreszenzanteil gebildete ganze Strahlung zur Messung gelangt.

Um die Übereinstimmung der Kayeschen Beobachtungen mit unseren theoretischen Folgerungen zu illustrieren, setze ich einen Auszug aus seinen Schlußresultaten hierher:

1. „Allgemein zu reden, übertrifft die Röntgenstrahlung nach der Rückseite einer dünnen Metallantikathode diejenige nach der Vorderseite an Intensität. Dies ist besonders deutlich bei Aluminium" (vgl. dessen Atomgewicht).

2. „Die Strahlung nach der Vorderseite ist weicher wie die nach der Rückseite" (wegen der theoretischen Erklärung vgl. die Bemerkungen unter 6.).

3. „Das Verhältnis R wächst mit der Geschwindigkeit der auftreffenden Kathodenstrahlen".

Merkwürdigerweise sucht Verf. seine Beobachtungen nicht durch die Bremstheorie der Röntgenstrahlen, sondern durch die „neutral pair theory" zu deuten.

4. Die Dissymmetrie des Feldes läßt sich leicht ohne Rechnung verstehen[1]). Man stelle sich das Kathodenstrahlelektron mit seinem Felde vor. Im Punkt O_1 angekommen, wird das Elektron gebremst, im Punkt O_2 ist es zur Ruhe gekommen. Von O_2 breitet sich das statische Feld der Ruhe aus, von O_1 die Störung des stationären Feldes der ursprünglichen Bewegung, beides natürlich mit Lichtgeschwindigkeit. Wir haben also (vgl. die spätere Fig. 9) zwei mit Lichtgeschwindigkeit sich erweiternde Kugeln, die zwischen sich den Röntgenimpuls einschließen. Außerhalb der Kugel um O_1 herrscht das Feld der stationären Bewegung, innerhalb der Kugel um O_2 das elektrostatische Feld. Das erstere weiß noch nichts von der Bremsung und schreitet daher mit der ursprünglichen Geschwindigkeit $v = \beta c$ in Richtung des ursprünglichen Kathodenstrahls vorwärts. Seine Stärke ist am größten in seiner Symmetrieebene, d. h. in derjenigen Ebene, welche senkrecht auf der Bahn des Elektrons steht und durch dieses bezw. nach der Bremsung durch diejenige Lage hindurchgeht, die das Elektron bei gleichmäßig fortgesetzter Bewegung haben würde. In der Nähe dieser Ebene ist die Kraftliniendichte am größten; ihre Umgebung heiße kurz das Maximum des Feldes. Dieses Maximum hält also gleichen Schritt mit derjenigen Lage, die das Elektron bei ungebremster Bewegung einnehmen würde, und eilt daher bei

1) Proc. Cambridge Phil. Soc. 15, 269, 1909.

1) Vgl. eine ähnliche Betrachtung bei J. J. Thomson, Corpuscular theory of matter, Kap. III, wo indessen die uns hier interessierende Dissymmetrie nicht hervorgehoben wird.

größerem β stärker voran wie bei kleinerem. Der maximalen Stärke des äußeren Feldes entspricht die maximale Stärke der Röntgenstörung, die ja gerade den Übergang zwischen dem äußeren und inneren Felde bildet und in einer Knickung der elektrischen Kraftlinien besteht. Daher das stärkere Voraneilen des Maximums der Röntgenstrahlung bei größerem β und allgemein die dissymmetrische Bevorzugung der Rückseite von ON gegenüber der Vorderseite. Auch das Verschwinden des Bremsanteils der Strahlung für die Azimute $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$, in denen keine Knickung der Kraftlinien beim Übergang vom inneren statischen zum äußeren stationären Felde stattfindet, wird hierdurch selbstverständlich.

Noch direkter, wenn auch in den Einzelheiten des Vorganges weniger durchsichtig, ergibt sich die Dissymmetrie des Feldes durch folgende Überlegung: Die emittierte Strahlung führt bekanntlich (vgl. den Schluß der Einleitung) nicht nur Energie, sondern auch Bewegungsgröße mit sich. Letztere ist ein Teil der ursprünglichen Bewegungsgröße des Kathodenstrahlelektrons, und hat daher die Richtung OQ der Fig. 1. Man setze nun die im Röntgenstrahl emittierte Strahlung $\mathfrak{S}$ vektoriell zusammen, indem man zunächst die zu gleichem φ gehörigen Strahlvektoren vereinigt. Dabei ergibt sich als resultierender Strahlvektor für das einzelne φ die Richtung OQ, wenn $\varphi < \pi/2$, die Richtung OK, wenn $\varphi > \pi/2$. Setzt man weiter die resultierenden Strahlvektoren von der Richtung OQ zu einer Gesamtresultante G_1 zusammen, und ebenso die von der Richtung OK zu einer Gesamtresultante G_2, so muß die erstere Strahlung nach der vorausgeschickten Angabe über die gesamte Bewegungsgröße die letztere Strahlung überwiegen. Das heißt: die Gesamtausstrahlung nach der Rückseite von ON muß größer sein, als die nach der Vorderseite; um wie viel größer, zeigt das oben berechnete Verhältnis $F = G_1/G_2$.

5. Eine Andeutung der besprochenen Dissymmetrie der Intensität hat sich bereits in der Münchener Dissertation von Herrn Baßler [1]) ergeben, welche zur Hauptaufgabe die Messung des Polarisationsanteiles der Röntgenstrahlen hatte. Für die Polarisation ist hier quantitativ eine vom Azimut abhängige und zwar dissymmetrische Verteilung nachgewiesen. Das Maximum der Polarisation tritt nämlich nicht für $\varphi = 90^0$ auf, sondern für $\varphi = 70^0$ bis 80^0 (zum Vergleich mit den Baßlerschen Figuren beachte man, daß der dort aufgetragene Winkel von der Richtung des Kathodenstrahls OK in Fig. 1 gezählt wird, nicht von seiner Verlängerung OQ; dem Baßlerschen Azimut von 110^0 entspricht also unser Azimut $\varphi = 70^0$). Diese Dissymmetrie der polarisierten Intensität ist von einer im gleichen Sinne liegenden Dissymmetrie der Gesamtintensität begleitet, die allerdings möglicherweise auf die ungleichförmige Dicke der Glaswand zu schieben war. Bei Berücksichtigung derselben konnte die Dissymmetrie des Intensitätseffektes nicht mehr als zweifellos gelten. Es wurde daher bei der Publikation hierauf nur kurz hingewiesen; die obigen theoretischen Schlüsse daran zu knüpfen, habe ich damals unterlassen, weil ich weiteres experimentelles Material abwarten wollte.

Vom theoretischen Standpunkte hat man Proportionalität zwischen dem Polarisationseffekt und dem Intensitätseffekt für die verschiedenen Richtungen zu erwarten. Beide sind als Ausfluß derselben Energieverteilung des Bremsanteiles der Strahlung aufzufassen.

Wir können daher mit demselben Recht unsere theoretischen Kurven auf die Verteilung der Polarisation wie auf die der Intensität anwenden. Diese Anwendung ist sogar befriedigender wie jene, einmal, weil wir in der Baßlerschen Arbeit quantitativ zuverlässige, wenn auch nicht zahlreiche Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut zur Verfügung haben, sodann deshalb, weil die Polarisationsmessungen viel weniger wie die Intensitätsmessungen durch die Absorption in der Röhrenwand beeinträchtigt werden.

Bedeutet, wie bei Baßler, a das Maß für die gesamte, polarisierte und unpolarisierte Strahlung, b das Maß für die unpolarisierte Strahlung, so können wir b als Fluoreszenzstrahlung, $a - b$ als Bremsstrahlung ansehen. Da b vom Azimut unabhängig ist, so liefert auch

$$y = 100 \cdot \frac{a-b}{2b} \qquad (6)$$

ein Maß für die Abhängigkeit der Bremsstrahlung vom Azimut.

Das von Baßler benutzte Maß der Polarisation ist

$$x = 100 \cdot \frac{a-b}{a+b} \qquad (7)$$

und es wird [1])

$$y = \frac{x}{1 - x/100} = x\left(1 + \frac{x}{100}\right). \qquad (8)$$

Wir haben also an den Baßlerschen Messungsergebnissen x eine kleine Korrektion anzubringen, um sie auf unser y umzurechnen. Dies ist in den Figuren 6, 7, 8 bereits geschehen, in denen also als * die umgerechneten Baßlerschen Werte eingetragen sind. Diese

1) München 1908; Ann. d. Phys. **28**, 808, 1909.

1) Wenn Baßler bei Röhre I im Maximum $x = 10$ findet, so heißt das $y = 11$; die Bremsstrahlung ist also nach Formel (6) im Maximum 2, 11/100 = 0,22 der Fluoreszenzstrahlung; dies gilt für Platin.

Kurven entsprechen der Reihe nach den Baßlerschen Figuren 12, 13, 14 (Röhre I, II, III), wobei unser Azimut 180°, 150°.. dem Baßlerschen Azimut 0°, 30°.. entspricht.

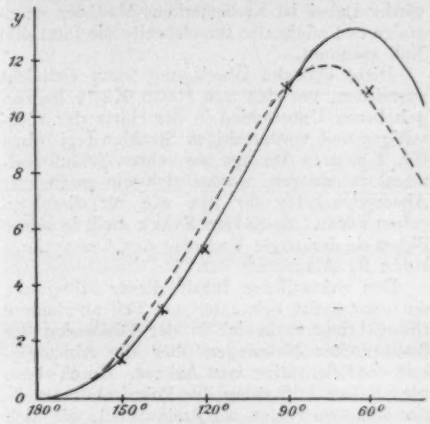


Fig. 6.

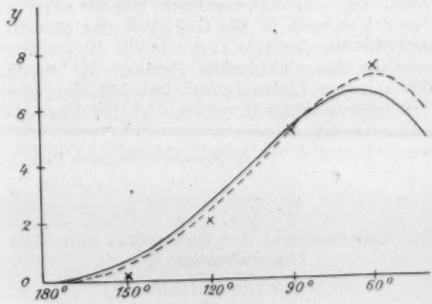


Fig. 7.

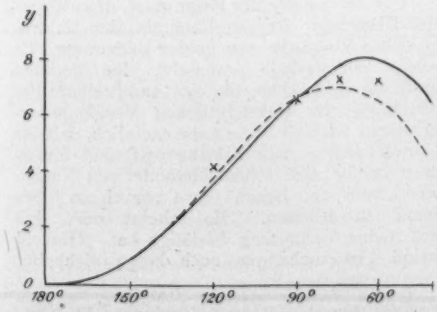


Fig. 8.

Die Spannung war bei Baßler ungefähr 30000 bis 40000 Volt, entsprechend einem Werte $\beta = 0{,}33$ bis $0{,}40$. Ich vergleiche daher die Messungen zunächst mit unserer theoretischen Kurve für $\beta = 1/3$ in Fig. 4, indem ich den Maßstab so wähle, daß die theoretische Kurve immer durch den für $\varphi = 90^0$ gemessenen Punkt hindurchgeht. Diese Kurve ist in allen drei Figuren ausgezogen. Sie schließt sich den Messungen durchweg befriedigend an, nur liegt der letzte Punkt ($\varphi = 60^0$) in Fig. 6 außerhalb der Fehlergrenze, in Fig. 7 an ihrer Grenze. Die Fehlergrenze bei Baßler beträgt nämlich $\Delta x = +1$.

In Fig. 6 habe ich ferner punktiert die theoretische Kurve für $\beta = 1/5$ aus Fig. 4 eingetragen, bei entsprechender Wahl des Maßstabes. Diese Kurve nimmt auch den letzten Punkt vollständig mit. Ebenso ist in Fig. 8 die theoretische Kurve für $\beta = 1/5$ zum Vergleich punktiert eingetragen; der zur Darstellung der Messungen geeignetste Wert von β scheint hier zwischen $\beta = 1/3$ und $\beta = 1/5$ zu liegen. Dagegen weisen die Messungen in Fig. 7 eher auf einen höheren Wert wie $\beta = 1/3$ hin; die punktierte Kurve ist hier für $\beta = 0{,}4$ berechnet und schließt sich allen vier gemessenen Punkten vollständig an. Da auf die Konstanz der Spannung bei den Messungen kein Wert gelegt, diese auch nicht im einzelnen bestimmt wurde, so erscheint eine Variabilität von β zwischen den Grenzen 0,2 und 0,4 wohl möglich. Übrigens überschreitet ein so weit geführter zahlenmäßiger Vergleich zwischen Beobachtung und Theorie bereits die Genauigkeitsgrenze sowohl der Beobachtung wie auch die der Theorie. Bei letzterer haben wir ja ein homogenes, zeitlich unveränderliches und paralleles Kathodenstrahlbüschel, eine geradlinige, gleichförmige Bremsung, Unabhängigkeit von der Stellung der Antikathode usw. angenommen. Unser Vergleich soll nur zeigen, daß die Messungen ihrem allgemeinen Verlauf nach dem nach der Theorie zu Erwartenden durchaus entsprechen.

6. Schließlich möchte ich noch auf eine Folgerung der Bremstheorie hinweisen, die schon von W. Wien[1]) hervorgehoben ist und im Zusammenhang mit neueren Beobachtungen wichtig zu werden scheint. Unsere Auffassung verlangt, daß die nach der Rückseite von ON emittierten Strahlen härter, also weniger absorbierbar sind, wie die nach der Vorderseite. Natürlich bezieht sich auch diese Aussage nur auf den Bremsanteil der Röntgenstrahlung; der Fluoreszenzanteil, dessen elektromagnetischer Mechanismus uns unbekannt ist, dürfte in dieser Hinsicht ebensowenig eine Dissymmetrie zeigen, wie in bezug auf die Intensität.

Auch hier genügt die primitive Vorstellung

1) Wüllner-Festschrift S. 13; Ann. d. Phys. 18, 999, 1905.

eines gleichförmig und geradlinig gebremsten Elektrons. Im Punkte O_1 (Fig. 9) beginne die

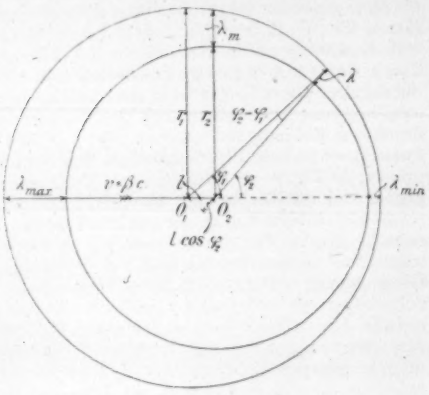


Fig. 9.

Bremsung, im Punkte O_2 sei sie beendigt. Der Bremsweg sei l, die Bremsdauer τ, die Anfangsgeschwindigkeit βc. Zwischen diesen Größen besteht die elementare Beziehung:

$$l = \frac{1}{2}\beta c\tau . \qquad (9)$$

Um O_1 und O_2 breitet sich je eine Kugel vom Radius r_1 und r_2 aus, die den Röntgenimpuls von außen und innen begrenzt. Wird die Zeit t von der Aussendung der ersteren abgemessen, so ist

$$r_1 = ct, \quad r_2 = c(t-\tau). \qquad (10)$$

φ_1, φ_2 sind in der Figur erklärt. λ sei die Impulsbreite, etwa gemessen in der Richtung des Strahles φ_2. Projiziert man den Strahl φ_1 auf φ_2, so hat man:

$$r_1\cos(\varphi_2-\varphi_1) = r_2+\lambda+l\cos\varphi_2$$

oder, da $\varphi_1=\varphi_2=\varphi$ gesetzt werden kann:

$$\lambda = r_1 - r_2 - l\cos\varphi ,$$

also nach (9) und (10)

$$\lambda = c\tau\left(1-\frac{\beta}{2}\cos\varphi\right).$$

Bedeutet λ_m die mittlere Impulsbreite, entsprechend dem Azimute $\varphi=\pi/2$, λ_{max} und λ_{min} maximale und minimale Impulsbreite, entsprechend $\varphi=\pi$ und $\varphi=0$, so hat man

$$\lambda = \lambda_m\left(1-\frac{\beta}{2}\cos\varphi\right)$$

und

$$\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}} = \frac{1-\beta/2}{1+\beta/2},$$

in Übereinstimmung mit W. Wien. Für $\beta=1/3$ ergibt sich also:

$$\lambda_{min} : \lambda_{max} = 5:7,$$

für $\beta=1/2$

$$\lambda_{min} : \lambda_{max} = 3:5,$$

also eine sehr merkliche Schwankung in Härte und Durchschlagskraft, wie sie übrigens durch den Anblick der Fig. 9 ohne weiteres aufgezeigt wird. Dabei ist zu bemerken, daß der maximalen und minimalen Impulsbreite die Intensität Null zukommt.

Diese einfache Überlegung kann vielleicht ausreichen, um den von Herrn Kaye hervorgehobenen Unterschied in der Härte der rückseitigen und vorderseitigen Strahlen (vgl. oben No. 2 unseres Auszugs aus seinen Schlußresultaten) zu erklären, woraus sich ein geringerer Absorptionsindex für jene wie für diese ergeben würde. Auch Herr Stark stellt in seiner Fig. 9 ein derartiges Verhalten des Absorptionsindex für Aluminium dar.

Den wesentlichen Inhalt dieser Mitteilung, die sonst meist bekannte, zum Teil anerkannte Dinge bringt, sehe ich in der Diskussion der Baßlerschen Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut. Durch diese wird unsere Auffassung des Polarisationsanteils der Röntgenstrahlen als Bremsanteil, die sich sonst nur qualitativ prüfen läßt, auch quantitativ so gut bestätigt, wie man es irgend erwarten kann. Zugleich kann hierdurch, wie mir scheint, unser Vertrauen in die Gültigkeit der elektromagnetischen Theorie auch für die Elementarprozesse des elektrischen Feldes, das durch die neuesten Lichtquanten-Spekulationen zum Teil wohl erschüttert schien, wieder neu gestärkt werden.

(Eingegangen 6. Dezember 1909.)

Die Untersuchung der Elektrolyse mit dem Ultramikroskop [1]).

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. J. Kossonogow.

Für die Lösung der Frage nach dem Wesen der Elektrizität ist die Kenntnis der elektrolytischen Vorgänge von großer Bedeutung. Es schien mir deshalb erwünscht, eine Methode ausfindig zu machen, die eine unmittelbare Beobachtung der elektrolytischen Vorgänge ermöglicht. Ich hielt es für wahrscheinlich, daß das Ultramikroskop von Siedentopf und Zsigmondy für eine solche Methode von Nutzen sein könne, und begann etwa vor einem Jahre damit zu arbeiten. Es scheint mir, daß sich meine Vermutung bestätigt hat. Obwohl meine Untersuchungen noch lange nicht be-

1) Vom Verfasser erweiterte Abhandlung, aus dem Russischen übersetzt von Moronski (Göttingen) und V. Mintschin-Regener (Berlin).

endet sind, entschließe ich mich, meine bisherigen Resultate zu veröffentlichen in der Hoffnung, daß deren Kritik mir die weitere Ausarbeitung der Frage erleichtern wird.

Die Anordnung wird in der Fig. 1 dargestellt: F, L_1, Sp, L_2, L_3 und M bedeuten die

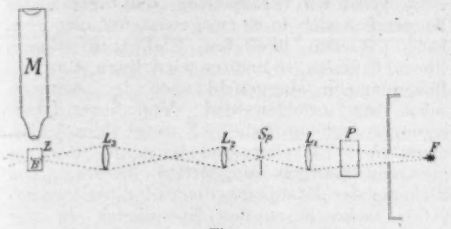


Fig. 1.

üblichen Teile des Ultramikroskops, Z das Elektrolysiergefäß; P ein Gefäß mit einer Lösung von NH_4Cl, die als Wärmefilter dient. Das Mikroskop M war auf diejenige Schicht der zu untersuchenden Flüssigkeit gerichtet, durch welche der engste Teil des Lichtkegels ging. In demselben Gebiete der Flüssigkeit befanden sich die Enden der Elektroden A und K des Voltameters (Fig. 2). Die in die Flüssigkeit tauchenden Teile der Elektroden waren mit einer isolierenden Schicht, bestehend aus Kautschuk, Wachs und Kolophonium (später nahm ich zu diesem Zwecke reines Paraffin), bedeckt. Von dieser Schicht frei waren die einander gegenüberstehenden Enden der Elektroden.

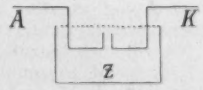


Fig. 2.

Die Elektroden waren auf einem Stativ befestigt und so an das Tischchen des Mikroskops angepaßt, daß sie und die Bewegung

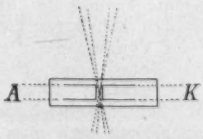


Fig. 3.

des Tischchens eine Fixierung der Elektrodenenden in beliebiger Lage ermöglichten. Die Aufnahme 1 auf Tafel XXIV stellt die photographische Aufnahme des Stativs und Voltameters etwa auf ein Drittel verkleinert dar. Die Schale (Küvette) war immer gut gefüllt und in dem Raume zwischen den herausragenden Teilen der Elektroden mit einem Deckglas zugedeckt.

Beobachten wir die Flüssigkeit mittels eines Ultramikroskops, so bemerken wir im Gesichtsfelde hier und da kleine helle Körperchen (Punkte). Diese Körperchen sind fast immer in schwingender Bewegung (Brown) begriffen; oft ist auch eine fortschreitende Bewegung längs des Lichtstrahls bemerkbar. Die letztere rührt von Wärmekonvektionsströmen her. Die Einschaltung des Wärmefilters P in den Strahlengang schließt die fortschreitende Bewegung der Körperchen fast völlig aus. Deshalb habe ich immer mit einem Wärmefilter gearbeitet, damit die beobachteten Erscheinungen durch diese Bewegungen nicht kompliziert wurden.

Die Aufnahmen 2, 3, 4, 5 der Tafel XXIV stellen die Bilder der Erscheinungen in einer wäßrigen Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal dar. Die Aufnahme 2: mit dem Wärmefilter, Expositionsdauer 5 Min., Vergrößerung 25, Spaltbreite (Sp) 0,2 mm; hier ist nur eine kleine Anzahl heller Punkte sichtbar. Die Aufnahme 3: mit dem Wärmefilter, Expositionsdauer 1 Min., Vergrößerung 25, Spaltbreite 0,25 mm; es ist eine schwache, fortschreitende Bewegung der Körperchen sichtbar. Die Aufnahme 4: ohne Wärmefilter, Expositionsdauer 1 Min., Vergrößerung etwa 25; Spaltbreite 0,75 mm; eine fortschreitende Bewegung parallel dem Lichtstrahl ist deutlich erkennbar. Die Aufnahme 5: die nämlichen Bedingungen wie im letzten Falle, nur beträgt die Expositionsdauer jetzt 6 Min.; die fortschreitende Bewegung ist noch deutlicher ausgeprägt.

Der durch diese Aufnahmen erläuterte Zustand in der elektrolytischen Flüssigkeit ändert sich sehr auffallend, wenn man den Strom hindurchschickt. Um von dieser Veränderung eine Vorstellung zu geben, füge ich eines meiner Beobachtungsprotokolle hinzu. „Wäßrige Lösung $CuSO_4$, 0,01 normal, Kupfer-Elektroden, die freie Elektrodenoberfläche beträgt etwa 5 qmm, Potentialdifferenz 3,3 Volt, Stromstärke 0,2 Milliampere. Unmittelbar nach dem Schließen des Stromes bewegen sich die hellen Punkte zur negativen Elektrode [1]). Die Trajektorien dieser Bewegung sind ungefähr senkrecht zum Lichtkegel gerichtet und fallen anscheinend zusammen mit den Richtungen, in welchen die Stromlinien zwischen den Elektroden gehen müßten. Wird die Stromrichtung geändert, so kehrt

1) In den späteren Untersuchungen habe ich bei gewissen Bedingungen auch eine Bewegung nach zwei Richtungen beobachtet, in diesem Falle aber besaßen die Körperchen im Mittelteil des Raumes zwischen den Elektroden keine Bewegungen, die deutlich erkennbare Richtung hätten.

sich auch die Bewegungsrichtung um." „Wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal, silberne Elektroden, die freie Elektrodenoberfläche beträgt 0,4 qmm, die Potentialdifferenz 1,2 Volt, die Stromstärke etwa 0,2 Milliampere. Beim Schließen und Umkehren des Stromes wurden dieselben Erscheinungen wahrgenommen, wie in der $CuSO_4$-Lösung." „Die Anzahl der zwischen den Elektroden beobachtbaren Körperchen vergrößerte sich bedeutend, wenn der Strom einige Sekunden geschlossen war." Der Charakter der Trajektorien der beschriebenen Bewegung heller Körperchen ist auf den Aufnahmen 6 und 9 (Tafel XXIV) zu erkennen; man muß sich dabei denken, daß die freien Elektrodenoberflächen zu beiden Seiten des Lichtkegels und parallel zu ihm gelegen sind; eine kaum merkliche Spur einer derselben (+) ist auf der Aufnahme 6 sichtbar. Es ist leicht, auf den Aufnahmen das Resultat der Bewegung heller Punkte zu erkennen. Das sind nämlich die hellen Linien, welche den Lichtkegel in den Richtungen der Stromlinien schneiden. Die Aufnahmen 6 und 9 wurden gemacht während des Stromschlusses in einer $AgNO_3$-Lösung, 0,01 normal, bei etwa 25facher Vergrößerung, Expositionsdauer 1,5 Min., Stromstärke 1 Milliampere, die freie Elektrodenoberfläche 0,4 qmm.

Selbstverständlich entsteht daraus die Frage, was diese hellen Körperchen, welche beim Hindurchschicken eines Stromes in großer Anzahl auftreten, eigentlich sind. Man vermutet zunächst, daß diese hellen Körperchen fremde Beimischungen sind. (Staub oder andere Beimengungen.) Dieser letzten Auffassung widersprechen aber die Versuche, welche ich jetzt beschreiben will.

1. Wenn man aufmerksam die hellen Körperchen (z. B. in einer $AgNO_3$-Lösung) während des Stromdurchgangs beobachtet, so sieht man Körperchen (ähnlich denen, welche sich im Zwischenraum bewegen), die sich an der Kathode niedersetzen und dabei feine kristallinische Verzweigungen — Produkte der Elektrolyse — bilden.

2. Wie lange man auch den Strom durch den Elektrolyten hindurchschickt, es verkleinert sich die Anzahl der Teilchen nicht; im Gegenteil, sie wird unermeßlich viel größer im Vergleich zu der ursprünglich vorhandenen Anzahl. In der frischen Lösung würde dagegen, wenn die Körperchen Staub oder fremde Beimengungen wären, ihr Vorrat bald erschöpft und die Lösung optisch leer (dunkel) werden.

3. In den Nichtelektrolyten (z. B. Benzol) konnte ich bei denselben elektromotorischen Kräften (bis 10 Volt) kein Erscheinen von hellen Punkten und keine Bewegungen wahrnehmen, die den oben beschriebenen ähnlich wären.

4. Als eine allgemeine Regel kann man sagen, daß die beschriebenen regelmäßigen Bewegungen in der Richtung der Stromlinien nur dann stattfinden, wenn der Strom hindurchgeht. Falls die Körperchen Staub wären, müßten sie bei einer beliebigen elektromotorischen Kraft sich zu der nächsten Elektrode bewegen, auch wenn keine Elektrolyse stattfände.

5. Wenn wir voraussetzen, daß diese hellen Körperchen sich in einem gewissen Zusammenhang mit den bewegten Elektrizitätsträgern (Ionen) befinden, so müßten wir folgern, daß ihre Bewegung im Magnetfeld nach der Amereschen Regel erfolgen wird. Von dieser Überlegung ausgehend habe ich unter dem Voltameter einen Elektromagnet befestigt, der ein genügend kräftiges Magnetfeld lieferte. Die Richtung der Kraftlinien dieses Feldes war ungefähr senkrecht zu den Stromlinien in der Schale. Das Resultat entsprach der Vermutung: war der Elektromagnet während des Stromdurchganges in der Schale erregt, so war eine Biegung der Trajektorien der hellen Punkte (in Übereinstimmung mit der Amereschen Regel) sichtbar; diese Biegung trat unmittelbar nach der Erregung des Elektromagneten auf und verschwand sofort nach dem Entfernen des Magnetfeldes. Diese Biegungen sind auf den Aufnahmen 7 und 8 zu sehen, während die Aufnahmen 6 und 9 die Bahnen der hellen Punkte im Elektrolyten ohne Erregung des Magnetfeldes darstellen. Die Aufnahme 7 zeigt uns die Biegung der Trajektorien für den Fall, daß die Richtung der Kraftlinie des Magnetfeldes vom Leser zur Zeichnung, die Stromrichtung im Elektrolyten von der linken zur rechten Hand geht; die Aufnahme 8 ist erhalten bei derselben Stromrichtung in der Schale, aber bei einer entgegengesetztgerichteten Kraft des Magnetfeldes. Ich will noch hinzufügen, daß die Aufnahmen 6, 7, 8, 9 und 10 unmittelbar nacheinander gemacht sind; die Aufnahme 9 ist bei denselben Bedingungen wie 6 gemacht, nämlich mit dem Strom in der Schale ohne Magnetfeld; die Aufnahme 10 ohne Strom und ohne Magnetfeld.

6. Das eben Erwähnte gibt meines Erachtens eine genügende Veranlassung, die im Elektrolyten wahrgenommenen und mit den beschriebenen Eigenschaften behafteten hellen Punkte als Beweis für das Vorhandensein von Trägern der Elektrizität (Ionen) an diesen Stellen aufzufassen. Es genügt, bloß einmal mit Aufmerksamkeit den beschriebenen Erscheinungen zu folgen, um sich den Begriff zu bilden, daß die Vermutung eines Vorhandenseins von Staub oder etwaiger fremder Beimischungen hinfällig ist. Selbstverständlich finden sich zwischen diesen charakteristischen Körperchen auch in einer kleinen Menge die fremden Beimischungen (Staub, Produkte der

Beschmutzungen). Die letzteren unterscheiden sich aber so scharf von den ersteren ihrer Größe und ihrem Benehmen nach, daß man schon bei kleiner Übung die beiden leicht voneinander unterscheiden kann.

Ich möchte hier auch ein schönes Bild erwähnen, welches ich beim Hindurchschicken eines Wechselstromes durch den Elektrolyten beobachtet habe. Als Wechselstromgenerator habe ich einen kleinen Induktionsapparat angewandt, welcher bei mir im Laboratorium zur Untersuchung des Leitvermögens der Elektrolyte nach Kohlrausch dient. Um über dieses Bild einen Begriff zu geben, füge ich eine Notiz aus meinen Protokollen hinzu: „Wäßrige Lösung $NO_3 Ag$. In der Schale kommt der Wechselstrom vom kleinen Induktionsapparat Nr. 143. Die beobachtete Erscheinung ist wunderschön. Die hellen Punkte schwanken in der Nähe der Elektroden, nähern und entfernen sich, bilden bei den Elektroden Anhäufungen und bewegen sich bienenartig, die einen stehen, wie in Gedanken vertieft, und stürzen plötzlich zu einer der Elektroden, die anderen schwanken auf der Stelle, als ob sie nicht wüßten, wofür sie sich entscheiden sollen." „Wäßrige Lösung $Cu SO_4$. Beim Wechselstromdurchgang ist ein ähnliches, wenn nicht schöneres Bild, wie in $Ag NO_3$ beobachtbar."

7. Wenn die Vermutung über die Existenz eines engen Zusammenhanges zwischen den hellen Punkten des Elektrolyten und den bewegten Elektrizitätsträgern (Ionen) richtig ist, so müssten die Geschwindigkeiten ihrer Bewegung beim Stromdurchgang von derselben Größenordnung wie die von Kohlrausch aus den Überführungszahlen und dem Leitvermögen der Elektrolyte ermittelten. Um diese Frage zu entscheiden, habe ich eine Reihe Bestimmungen der absoluten Geschwindigkeiten der hellen Körperchen während des Stromdurchganges gemacht.

Die Methode war eine sehr einfache: ich habe die Zeit bestimmt, in der ein fixierter heller Punkt eine gewisse Anzahl Teilstriche der Okularmikrometerskala passierte; aus der scheinbar zurückgelegten Länge wurde die wahre bestimmt, und aus dieser und der betreffenden Zeit wurde die wahre Geschwindigkeit der Bewegung ermittelt. Aus den in dieser Weise ermittelten Geschwindigkeitswerten wurden diejenigen für $1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ Potentialgradient berechnet. Die erhaltenen Resultate waren von derselben Größenordnung wie die von Kohlrausch gefundenen Geschwindigkeiten.

Indem man also alles oben Erwähnte in Betracht zieht, kann man, meines Erachtens, als wahrscheinlich annehmen, daß die im Elektrolyten vorhandenen, mit den eben beschriebenen Eigenschaften behafteten hellen Körperchen in engem Zusammenhang mit den Ionen stehen, falls sie nicht mit den letzten oder mit Ionengruppen identisch sind. Man könnte dem gegenüber behaupten, daß alle oben beschriebenen Erscheinungen das Resultat der unsichtbaren Ionenbewegung darstellen, wobei die hellen Körperchen fremde Beimengungen sind, welche durch die Ionenbewegung fortgeführt werden und deshalb mit ihnen zugleich sich bewegen. (Die Vorstellung, ein Ion zu sehen, ist anscheinend nicht wahrscheinlich.) Aber, falls man auch die Deutung der beschriebenen Erscheinungen in dieser Weise beschränken müßte, so haben wir auch noch in diesem Falle schon eine neue Methode für die Untersuchung der Elektrolyte gefunden, eine Methode, welche neue Resultate für das Verständnis der Erscheinungen geben kann. Gegen diesen Einwand sprechen zwei Umstände: wenn wir ihn gelten lassen, so können wir uns nicht erklären, 1. warum sich nach dem Stromschluß die Anzahl der hellen Punkte vergrößert (vgl. z. B. Aufnahme 2 und 10) und 2. warum die Größe der Ionengeschwindigkeit durch das Mitschleppen fremder Beimengungen nicht in starker Weise beeinflußt wird.

8. Es gelang mir außerdem manche Erscheinungen wahrzunehmen, welche anscheinend für die Möglichkeit sprechen, daß die beschriebenen hellen Körperchen in einem Zusammenhange mit den Ionen stehen. Da ich die Erscheinungen, welche bei einer Potentialdifferenz der „Zersetzungsspannung" (Le Blanc) oder einer höheren stattfinden, untersuchen wollte, so hatte ich den Zustand des Elektrolyten beobachtet, wenn ich die Potentialdifferenz im Voltameter allmählich vergrößerte. Ich habe dabei erwartet, bei Erreichung der Zersetzungsspannung eines der Elektrolyte (des Wassers

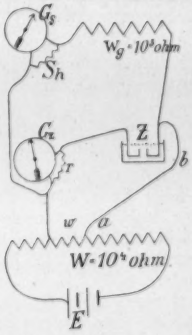


Fig. 4.

oder des Salzes) gewisse Phänomene im Elektrolyten, welche man vielleicht mittels des Ultramikroskops wahrnehmen wird, zu beobachten. Die Anordnung schildert uns die Fig. 4: E = Akkumulatorenbatterie (bis 8 Volt), durch einen Widerstand von zehntausend Ohm geschlossen; an zwei Punkten des Widerstandes W war die elektrolytische Zelle Z angeschlossen. Das Zeigergalvanometer G_z (Empfindlichkeit etwa 4×10^{-7} Amp. pro Skalenteil) diente als Strommesser, das Spiegelgalvanometer G_s (Empfindlichkeit $6{,}2 \times 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil) maß die Potentialdifferenz der Elektroden; als Shunt zum Galvanometer G_s war ein Widerstand von 10^5 Ohm eingeschaltet. S_h und r sind die passend gewählten Nebenschlüsse der Galvanometer. Um die elektromotorische Kraft der Polarisation zu bestimmen, wurden die Ablenkungen des Galvanometers G_z gemessen bei einem passend gewählten Shunt und ausgeschalteten Zweige. Von den erhaltenen Resultaten führe ich nur einige an.

Eine wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal, Elektroden aus chemisch reinem Silber, die freie Elektrodenoberfläche etwa 0,4 qmm, die Entfernung der Elektrodenenden 1,5 mm, Objektiv B, Kompensationsokulare 2, 4, 8, 18. Vor dem Stromschluß in der Schale sieht man im Gesichtsfelde, bei einer Spaltbreite S_β (Fig. 1) von 0,05 mm, nur wenige helle Punkte. Nach dem Einschalten des Stromes, bei einer Potentialdifferenz bis zu 1 Volt, sieht man eine deutliche einseitige Bewegung heller Punkte zur negativen Elektrode; die Anzahl der hellen Punkte bei derselben Spaltbreite vergrößert sich bedeutend nach dem Stromschluß; diese Punkte sind ziemlich gleichmäßig im Elektrodenzwischenraum verteilt. Bei einer bestimmten Potentialdifferenz, die wir als „kritische" bezeichnen wollen, ändert sich das Bild sehr stark: bei der Kathode, fast unmittelbar nach dem Stromschluß (nach einer oder zwei Sekunden), erscheinen in kolossaler Anzahl (bis 10 auf 0,001 qmm) feine helle Körperchen. Infolge einer vielfachen Beobachtung dieser Erscheinung habe ich den Eindruck gewonnen, daß die zahlreichen Körperchen nicht von irgendwo herkommen, sondern plötzlich in der Nähe der Elektrode entstehen. Die Gesamtheit dieser Körperchen bildet eine dünne dichte Schicht (im Durchschnitt mit der Ebene des Gesichtsfeldes eine enge Zone), parallel der Elektrodenoberfläche und um 0,05—0,08 mm von ihr entfernt. Im Gebiete dieser Schicht führen die Körperchen lebhafteste Vibrationsbewegungen aus; wir sehen hier eine Art Schlacht der Körperchen untereinander. Im Raum zwischen der Elektrodenoberfläche und der ihr zugewandten Grenze der dichten Körperchenschicht sieht man dagegen keinen einzigen hellen Punkt. Dieser leere Zwischenraum bleibt unverändert bei einer Potentialdifferenz, die höher als die kritische ist und erinnert auffallenderweise an den Kathodendunkelraum in den Geißlerröhren. Wir wollen also auch nur diesen dunklen leeren Raum als „Kathodendunkelraum" bezeichnen.

In dem Raume zwischen der Kathodenschicht der Körperchen und der Oberfläche der Anode ist die Anzahl der hellen Punkte erheblich kleiner, als in der Kathodenschicht, sie sind ziemlich gleichmäßig in diesem Raume verteilt und haben anscheinend eine zweiseitige Bewegung: die einen bewegen sich zur Anode, die anderen aber zur Kathode. Die Fig. 5 schildert uns schematisch dieses Bild. Eine Vorstellung von der Lage der Kathodenschicht gibt die Aufnahme 11 auf Tafel XXIV, wo der rechte helle Streifen die Kathode darstellt; links von der Kathode, parallel ihrer Oberfläche, kann man die Granulation der Kathodenschicht erkennen.

Fig. 5.

Um die Größe der eben erwähnten „kritischen" Potentialdifferenz zu ermitteln, bei der diese Kathodenschicht der Körperchen vorhanden ist, habe ich die Potentialdifferenz der Elektroden sukzessive vergrößert und darauf verkleinert und notierte 1. die maximale Potentialdifferenz E, bei der die charakteristische Kathodenschicht noch nicht eintritt, und 2. die minimale Potentialdifferenz E', bei der noch diese Schicht deutlich erkennbar war. Die erhaltenen Resultate sind auf der Tabelle I zusammengestellt,

Tabelle I.

Wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal. Die freie Elektrodenoberfläche 0,4 qmm. Die Entfernung der Elektroden 1,5 mm. Die Elektroden sind aus chemisch reinem Silber gemacht.

E-Volt	E_β-Volt	$E-E_\beta$	E'-Volt	E'_β-V.	$E'-E'_\beta$
1,032	0,038	0,994	1,064	0,042	1,022
0,995	0,051	0,944	1,050	0,070	0,980
1,020	0,077	0,943	1,092	0,050	1,042
1,073	0,081	0,992	1,082	0,038	1,044
0,991	0,000	0,991	1,119	0,081	1,038
1,088	0,047	1,041	1,197	0,067	1,130
1,010	0,000	1,010	1,135	0,047	1,080
	Mittel	0,988 V.		Mittel	1,049 V.

wobei E_β und E' die elektromotorischen Kräfte der Polarisation bedeuten, welche unmittelbar nach der Messung von E und E' bestimmt wurden.

Auf Grund dieser Resultate können wir die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz

$$E_k = \frac{0{,}988 + 1{,}049}{2} = 1{,}019 \text{ Volt}$$

setzen. Wir wollen hier noch bemerken, daß während dieser Untersuchungen die Stromdichte zwischen 30 bis 70 Milliampere pro 1 qcm betrug.

Ich wollte noch die Frage entscheiden, ob die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz von der Größe der freien Elektrodenoberflächen abhängig war. Deshalb habe ich diese Messungen wiederholt bei einer Größe derselben von 2 qmm und 18 qmm. Die erhaltenen Resultate sind aus den Tabellen II und III ersichtlich.

Tabelle II.

Die freie Elektrodenoberfläche etwa 2 qmm.	
$E - E_\beta$	$E' - E'_\beta$
0,995	0,995
1,026	1,011
0,995	1,042
1,026	1,026
1,010	1,041
1,010	1,024

$E_k = 1{,}017$

Tabelle III.

Die freie Elektrodenoberfläche etwa 18 qmm	
$E - E_\beta$	$E' - E'_\beta$
0,933	1,008
1,026	1,120
0,980	1,064 Mittel

$E_k = 1{,}022$ Volt

Aus den Tabellen I, II und III erhellt, daß die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz für die wäßrige $Ag\,NO_3$-Lösung, 0,01 normal, von den Dimensionen der freien Elektrodenoberflächen unabhängig ist.

9. Danach habe ich die Erscheinungen untersucht, die beim Stromdurchgang durch eine kolloidale Silberlösung und durch das destillierte Wasser bei silbernen Elektroden stattfinden. Die kolloidale Silberlösung wurde mir in liebenswürdiger Weise von Herrn P. J. Cholodny zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank sage. Als destilliertes Wasser benutzte ich in der üblichen Weise für Laboratoriumsbedarf hergestellte Wasser. Bei der Untersuchung dieser Flüssigkeiten mittels der oben erwähnten Methode hat sich herausgestellt, daß auch hier bei einer bestimmten Potentialdifferenz die charakteristische dichte Schicht der hellen Punkte, ähnlich wie in einer $Ag\,NO_3$-Lösung, sich beobachten läßt. In diesem Falle aber befindet sich diese Schicht dicht an der Anode. Die kritische Potentialdifferenz, deren Größe aus der Tafel IV ersichtlich ist, wurde in derselben Weise gemessen.

Tabelle IV.

Destilliertes Wasser. Silberne Elektroden; die freie Elektrodenoberfläche etwa 18 qmm, deren Entfernung 1,5 mm.

$E - E_\beta$	0,993	0,991	0,973	Mittel 0,986,
$E' - E'_\beta$	1,023	1,019	1,021	Mittel 1,021

$E_k = 1{,}004$ Volt.

Für die kolloidale Silberlösung habe ich als die Größe der kritischen Potentialdifferenz etwa 1 Volt ermittelt. Hier finden aber gewisse, die Erscheinung komplizierende Phänomene statt. Da ich diese näher zu studieren gedenke, füge ich einstweilen die ausführlichen Resultate darüber nicht an.

10. Nachdem ich die Größe der kritischen Potentialdifferenz beim $Ag\,NO_3$ und Wasser (mit Silberelektroden) ermittelt hatte, untersuchte ich dieselbe Erscheinung auch in manchen anderen Fällen. Als Beispiel füge ich die gemessenen Größen bei einer wäßrigen Lösung von $Cu\,SO_4$, 0,01 normal, mit Kupferelektroden und beim destillierten Wasser mit Kupfer- und Platinelektroden (Tabelle V, VI und VII) an. Es zeigte sich auch hier, daß die dichte Schicht heller Punkte in der $Cu\,SO_4$-Lösung neben der Kathode zustande kommt, und von der letzteren durch einen Kathodendunkelraum getrennt ist; dagegen befindet sich im Wasser die charakteristische Schicht an der Anode und zwar dicht an deren Oberfläche, zugleich mit dieser positiven Schicht ist manchmal eine andere Kathode wahrnehmbar. In diesem Falle ist diese Schicht wiederum durch einen Kathodendunkelraum von der Kathode getrennt.

Tabelle V.

Wäßrige $Cu\,SO_4$-Lösung, 0,01 normal, Kupferelektroden aus dem käuflichen roten Kupfer hergestellt, die freie Elektrodenoberfläche etwa 35 qmm, Elektrodenabstand 1,5 mm.

$E - E_\beta$	1,031	1,019	1,038	Mittel	1,029	Charakteristische dichte Kathodenschicht.
$E' - E'_\beta$	1,310	1,240	—	„	1,275	

$E_k = 1{,}152$ Volt.

Für die aus elektrolytischem Kupfer hergestellten Elektroden habe ich unter denselben Bedingungen ($Cu\,SO_4$) 1,143 Volt als Größe der Potentialdifferenz ermittelt.

Tabelle VI.

Destilliertes Wasser. Kupferelektroden aus dem käuflichen roten Kupfer hergestellt. Freie Elektrodenoberfläche etwa 35 qmm. Deren Abstand 1,5 mm.

$E-E_p$	1,167	1,167	Mittel 1,167	}	Charakteristische dichte Schicht bei der Anode.
$E'-E'_p$	1,182	1,167	„ 1,175	}	

E_k = 1,171 Volt.

war in manchen Fällen sehr lange stabil (einmal habe ich sie eine Stunde lang beobachtet). In manchen Fällen blieb sie etwa 30 Minuten auf einer Stelle stehen und es gelang mir (in drei Fällen), ihre Lage zwischen den Elektroden zu bestimmen. Diese Zwischenschicht teilt nämlich den Elektrodenraum im Verhältnis 6 : 11.

Die Dichte der Verteilung dieser Punkte

Tabelle VII.

Destilliertes Wasser. Polierte Platinelektroden. Freie Oberfläche etwa 11 qmm, deren Abstand 1,5 mm.

$E-E_p$	1,753	1,768	1,729	1,727	1,757	1,794	1,730	Mittel 1,741	} Charakteristische Anodenschicht.
$E'-E'_p$	1,806	1,810	1,803	1,798	1,803	1,798	1,757	„ 1,769	}

E_k = 1,769 Volt.

Die Vergleichung der von mir erhaltenen Größen der kritischen Potentialdifferenz mit den Werten von Le Blanc[1]) für die Zersetzungspannung bei denselben Elektrolyten gestattet interessante Folgerungen zu ziehen, welche ich in einer späteren Mitteilung zu behandeln beabsichtige. An dieser Stelle ist noch zu erwähnen, daß die charakteristischen Schichten ziemlich rasch, in 1—2 Minuten, beim Stromausschalten verschwinden, und die Verteilung der hellen Punkte im Elektrodenzwischenraum ziemlich gleichmäßig wird. Wenn man den polarisierenden Strom ausschaltet und die Schale in sich selbst kurz schließt, so sieht man, daß der Polarisationsstrom zugleich mit dem Verschwinden der dichten Schicht und gleichmäßigem Verteilen der hellen Punkte aufhört. Dieser Umstand befindet sich anscheinend im Einklang mit Ostwalds Auffassung vom Wesen der Polarisation.

11. Ich will jetzt noch eine Erscheinung beschreiben, die ich bei der Elektrolyse im destillierten Wasser beobachtet habe. Bei einer Potentialdifferenz, welche größer als die kritische ist (1,200—1,300 Volt) entstehen dicht an der Anode unzählige helle Punkte (S_a, schem. Fig. 6), ganz ähnliche Punkte entstehen auch weiter von der Anode, deren Dichte sich aber mit der Vergrößerung der Entfernung von der Anode verkleinert. Weiter (von Anode zur Kathode das Auge bewegend) sieht man zwischen den Elektroden eine enge dichte Schicht, welche aus einer kolossalen Anzahl heller Punkte besteht (S_z, schem. Fig. 6). Die Vibrationsbewegung dieser hellen Punkte ist so groß, daß man von einer bevorzugten Richtung dieser Bewegung nicht reden kann. Von dieser Zwischenraumschicht bewegen sich die Punkte anscheinend zu beiden Elektroden, doch kann ich das letztere mit voller Sicherheit nicht behaupten, weil diese Bewegung nicht scharf genug ausgeprägt ist. Diese Zwischenschicht

Fig. 6.

verkleinert sich allmählich von der Zwischenschicht zur Kathode; von der Zwischenschicht zur Anode aber sehr scharf, als ob hier ein sekundärer Kathodendunkelraum vorhanden wäre. Man kann sich deshalb diese Zwischenschicht als ein sekundäres Elektrodenpaar vorstellen.

Manchmal, und zwar ziemlich oft, war auch die charakteristische Kathodenschicht mit dem Kathodendunkelraum sichtbar.

Die Aufnahme No. 12 und 13 auf Tafel XXV gibt uns einen Begriff über die Lage der Zwischenschicht (Vergrößerung etwa 50); die schwache kurze mit (+) bezeichnete Linie zeigt uns die Anodenoberfläche, die in der Wirklichkeit parallel mit der ganzen Zwischenschicht verläuft, wobei letztere wie eine lange helle Zone aussieht. Auf der Aufnahme sind die einzelnen Punkte nicht sichtbar, weil bei einer langen (etwa 1 Minute betragenden) Expositionsdauer und infolge der Vibrationsbewegungen die Platte kontinuierlich belichtet wurde. Diese letztere Aufnahme unterscheidet sich scharf von den Aufnahmen 2, 3, 4 und 5; diese lassen deutlich den Schnitt des Lichtkegels mit der Ebene des Gesichtsfeldes erkennen. Das weist darauf hin, daß die hellen Körperchen des Elektrolyten in diesen Fällen gleichmäßig verteilt waren. Dagegen stellt die Aufnahme 11 uns eine scharfe Zone dar, die von parallelen Linien begrenzt ist und bedeutend enger ist als der engste Teil des Lichtkegels. Das ist also ein Beweis dafür, daß die Dichte der hellen Punkte des Elektrolyten in der

1) Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. 8, 299, 1891; 12, 333, 1893.

Schicht und neben ihr bedeutend verschieden ist. Die Expositionsdauer hat sich als nicht ausreichend erwiesen, um die hellen Punkte der „negativen" Seite des Elektrodenraumes zu reproduzieren, auf der Seite der Anode sind keine Punkte auf einer gewissen Strecke vorhanden, wie das schon früher erwähnt wurde.

Die Aufnahme 13 auf Tafel XXV reproduziert die Lage und die Form der Zwischenschicht, wie sie 10 Min. nach der Exposition der Platte No. 11 aussah: es hat sich in dieser Zeit eine Gasblase neben der Anode gebildet, infolgedessen hat sich die Zwischenschicht gebogen und das eine ihrer Enden ist zerflossen.

12. Als ich die beschriebene Erscheinung bemerkte, entstand bei mir natürlicherweise die Frage, ob nicht diese charakteristische Anordnung der Zwischenschicht relativ zu den Elektrodenoberflächen ein Zufall ist und ob nicht auch die Schicht selbst eine reine zufällige Erscheinung ist, die nur im Elektrolyten $Cu|H_2O|Cu$ beobachtet werden kann.

Eine Antwort auf diese Frage habe ich bei der Beobachtung der folgenden Elektrolyte gefunden: $Bi|H_2O|Bi$, $Zn|H_2O|Zn$, $Cd|H_2O|Cd$, $Pb, H_2O|Pb$. In allen diesen Zellen habe ich bei entsprechenden elektromotorischen Kräften die Anwesenheit von Zwischenschichten gefunden, analog der Schicht des Elektrolyten $Cu|H_2O|Cu$ und in derselben Lage relativ zu den Elektrodenoberflächen. Frappierend deutlich und schön ist diese Schicht in der Zelle $Pb|H_2O|Pb$; die hier beobachteten Erscheinungen sollen deswegen besonders beschrieben werden.

Zur Herstellung der Zelle wurde destilliertes Wasser genommen und Elektroden aus käuflichem Blei eingesetzt und so isoliert, wie es am Anfang der Mitteilung beschrieben wurde.

Sofort nach dem Eintauchen der Elektroden in das Wasser erschien neben der freien Oberfläche einer jeden eine Menge heller Körperchen, die unter dem Ultramikroskop deutlich sichtbar waren. Die Anzahl dieser Körperchen wurde mit der Zeit immer größer, und das Gebiet ihrer Verbreitung erweiterte sich allmählich so lange, bis sie endlich im Verlauf einiger Stunden den ganzen Raum zwischen den Elektroden ausfüllten. Diese Körperchen entstammen zweifellos den Bleielektroden, wovon man sich leicht überzeugen konnte, indem man auch die freien Elektrodenoberflächen mit einer sehr feinen Schicht etwa reinen Paraffins bedeckte: in einem solchen Falle erschienen an den Elektrodenoberflächen keine hellen Körperchen und das Gesichtsfeld blieb fast ebenso leer, wie vor dem Eintauchen der Elektroden in das Wasser.

Beim Durchschicken eines Stromes durch eine solche Zelle (wobei die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden eine gewisse Grenze übersteigen muß, die vom Abstand der Elektroden abhängig ist) wird folgende Erscheinung beobachtet: von der Anode des Elektrodenpaares gehen in den Zwischenraum helle Körperchen weg; die Körperchen, die sich neben der Elektrode befanden, welche zur Kathode geworden ist, sammeln sich bei ihr und lagern sich darauf ab; im Raum zwischen den Elektroden ist folgendes Bild zu beobachten: in einiger Entfernung von der positiven Elektrode bemerkt man eine schmale Schicht von helleuchtenden und verhältnismäßig großen Körperchen; der Beobachter erhält den Eindruck, als ob die Körperchen, die in den Bereich dieser Schicht geraten, hell aufleuchteten, als ob sie sich entzündeten. Nicht selten konnte ich diese Schicht in Form einer fast geraden Kette helleuchtender Körperchen beobachten; überhaupt schlängelt sie sich, sich leicht krümmend, parallel der Oberfläche der Elektroden hin, in einem bestimmten Verhältnisse den Raum zwischen ihnen teilend. In der Entfernung 0,02—0,04 mm von dieser schmalen Schicht beginnt ein breiterer Streifen von kleinsten und zartesten Körperchen, die sich der Farbe nach, nach ihrer scheinbaren Größe und bedeutenden Verteilungsdichtigkeit von den Körperchen der schmalen Schicht scharf unterscheiden. Der Zwischenraum zwischen dem Rand der schmalen Schicht und des breiten Streifens (0,02—0,04 mm breit) ist frei von hellen Körperchen, wenn nur die elektromotorische Kraft um eine unbedeutende Größe diejenige Minimale übertrifft, bei welcher entsprechend der Elektrodenentfernung zuerst die Erscheinung der beschriebenen Streifen und der Schicht beobachtet wird; bei Vergrößerung der elektromotorischen Kraft verliert die schmale Schicht ihre Geradlinigkeit, die Körperchen aus ihr dringen stellenweise in den Streifen kleiner Körperchen hinein und die Erscheinung verliert überhaupt ihren ruhigen Charakter. Die Enden der Schicht biegen gewöhnlich an den Ecken der positiven Elektrode um; dies scheint darauf hinzudeuten, daß die Oberfläche der Schicht eine äquipotentiale Oberfläche darstellt.

Die photographische Aufnahme 14 auf Tafel XXV gibt das beschriebene Bild der Anordnung der Schicht der großen und des Streifens der kleinen Körperchen wieder: hier stellt der äußerste linke helle Streifen die Oberfläche der positiven Elektrode dar, der zweite rechts die schmale Schicht der großen Körperchen und der dritte breitere den Anfang des Streifens der kleinen Körperchen. In der schmalen Schicht kann man sogar auf der Aufnahme einzelne Körperchen unterscheiden. Der breite Streifen ist nicht frei von einzelnen Kernen. Erstens sind, wie oben gesagt, die Körperchen sehr dicht verteilt, zweitens befinden sie sich im Zustande vibrierender und

fortschreitender Bewegungen und es gelingt ihnen deswegen während der Expositionszeit in dem ganzen dem Streifen entsprechenden Raum auf das Negativ photographisch einzuwirken.

Es hat sich also selbst auf der photographischen Aufnahme der typische Unterschied im Charakter, der die schmale Zwischenschicht und den Zwischenstreifen bildender Körperchen in der Zelle $Pb|H_2O|Pb$ gezeigt.

Da der dunkle Raum zwischen der Schicht und dem Streifen ersichtlich die Grenze zwischen zwei Gebieten bildet, die im physikalischen Sinne, dem Charakter der darin stattfindenden Erscheinungen nach, verschieden sind, so hielt ich es für notwendig, die Lage dieser Grenze zu bestimmen. In den unten angeführten Tabellen sind die Entfernungen ihrer Mitte von der positiven und negativen Elektrode angegeben. Dieselben Zahlen bestimmen auch die Lage der zueinander gewendeten Ränder der Schicht und des Streifens mit der Genauigkeit bis 0,01—0,03 mm. Bei den Messungen wurde die mittlere Netzteilung des Okularmikrometers Nr. 4 in die Mitte des Raumes zwischen der Grenze des Streifens und der Schicht gestellt, an verschiedenen Stellen die Schichtlänge bestimmt und zu verschiedenen Zeiten vom Anfang des Stromschlusses gerechnet. Die Messungen wurden nach der Skala des beweglichen Tischchens des Mikroskops mit Genauigkeit von 0,05 mm ausgeführt. In der Tabelle VIII sind angeführt: in der ersten Spalte die Zeitabstände (in Minuten); die von dem Stromschlusse bis zum Moment der Beobachtung verflossen, in der zweiten und dritten die beobachteten Entfernungen d und d' entsprechend von der positiven und von der negativen Elektrode, in der vierten die Potentialdifferenzen E zwischen den Elektroden der Küvette und unten die elektromotorischen Kräfte der Polarisation E_p der Küvette, bestimmt nach dem Schluß jeder Beobachtungsserie.

Aus allen 7 Beobachtungsreihen erhält man den Mittelwert $\frac{d}{d'} = \frac{11}{21}$, der der Größe nach dem Verhältnis der Geschwindigkeiten von OH- und H-Ionen $\left(\frac{18}{33}\right)$, berechnet von F. Kohlrausch, sehr nahesteht.

Dieser Umstand berechtigt uns mit genügender Sicherheit zur Annahme, daß die Bildung und Anordnung im Raum zwischen den Elektroden der Schicht der größeren Körperchen, des Streifens der kleineren und des dunklen Raumes dazwischen mit den Ionenbewegungen zwischen den Elektroden eng verknüpft ist.

Angesichts der prinzipiellen Wichtigkeit dieser Erscheinung sind die photographischen Aufnahmen 15, 16, 17 und 18 (Tafel XXV) beigefügt, bei welchen es mir gelungen ist, die Schicht, den Streifen und die Oberflächen beider Elektroden zu erhalten. In meiner nächsten Mitteilung werde ich ausführlich die Ausführungsweise solcher Aufnahmen beschreiben. Auf diesen Aufnahmen kann der Leser selbst die Lagebestimmungen der Grenze zwischen der Schicht und dem Streifen im Verhältnis zu den Oberflächen der Elektroden ausführen. Die Elektrodenoberflächen stellen die zueinander gerichteten Grenzen der äußersten rechten und linken hellen Streifen dar, bezeichnet durch — — und — —. Die Aufnahme 15 stellt die schmale Zwischenschicht der größeren Körperchen und den Anfang des Streifens der kleinen dar, in der Zelle $Pb|H_2O|Pb$ bei der Entfernung der Elektroden = 0,5 mm; die Aufnahmen 16, 17, 18 stellen dieselbe Erscheinung dar bei Elektrodenentfernung entsprechend = 0,6, 0,6 und 0,7 mm, die Vergrößerung ist in allen Fällen ungefähr = 43. Die Aufnahme 17 ist bei einer elektromotorischen Kraft erhalten worden, welche die Grenzkraft bedeutend übertrifft; die Schicht ist hier sehr gekrümmt, in Wirklichkeit war sie ausnehmend schön, aber auch für diese habe ich bei der Messung der Entfernung der Grenze zwischen der Schicht und dem Streifen von den Elektroden in zehn gleich entfernten Punkten das Verhältnis $\frac{d}{d'}$ im Mittel $= \frac{4}{9}$ erhalten.

13. Zum Schluß möchte ich noch eine wunderschöne Erscheinung beschreiben, die während der Elektrolyse der wäßrigen $CuSO_4$-Lösung (0,01 normal) bei einer größeren, als der kritischen, Potentialdifferenz auftritt. Nach dem Schließen des Stroms bildet sich auf der Kathode eine helle bläuliche Begrenzung, die aus feinsten Körperchen besteht, welche das Produkt der Elektrolyse sind.

Längs der oberflächlichen Begrenzung dieser (der Lösung zugewandt) befindet sich die Kathodenschicht durch den Kathodendunkelraum von ihrer Grenzschicht getrennt. Die Körperchen der Kathodenschicht sind, wie das schon oben erwähnt wurde, in schnellen unregelmäßigen Vibrationsbewegungen begriffen. Es scheint mir unzweifelhaft, daß die Körperchen von der Kathodenschicht zur Grenzschicht überwandern, es gelingt aber kein einziges während seines Durchganges durch den Dunkelraum zu beobachten. Unwillkürlich denkt man deshalb, daß diese Körperchen (falls man sie ganz mit den Ionen identifizieren darf) an der Grenze des Kathodendunkelraumes ihre Ladungen abgeben und seit dem Momente und deshalb sichtbar zu sein aufhören. Der allmähliche Zuwachs der Grenzschicht bedingt

Tabelle VIII.

Entfernung zwischen den Elektroden = 0,5 mm

t	d	d'	E-Volt
15′	—	—	0,323
18′	0,15	0,35	
20′	0,20	0,30	
22′	0,20	0,30	
24′	0,20	0,30	
26′	0,20	0,30	
28′	0,15	0,35	
30′	0,15	0,35	
32′	0,20	0,30	
34′	0,15	0,35	
36′	0,15	0,35	
52′	—	—	0,332
54′	—	—	$E_\beta = 0{,}007$
Mittel:	**0,175**	**0,325**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1 mm

t	d	d'	E-Volt
10′	0,40	0,60	
11′	—	—	0,453
14′	0,35	0,65	
18′	0,30	0,70	
19′	Schicht verwaschen		
Mittel:	**0,35**	**0,65**	
Strom umgeschaltet			
2′	0,40	0,60	0,450
4′	0,40	0,60	
5′	0,40	0,60	
5,5′	0,35	0,65	
6′	0,30	0,70	
6,5′	0,30	0,70	
7′	0,35	0,65	
8′	0,35	0,65	
10′	0,30	0,70	
12′	0,30	0,70	0,443
14′	—	—	$E_\beta = 0{,}019$
Mittel:	**0,345**	**0,65**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1,5 mm

t	d	d'	E-Volt
23′	0,45	1,05	0,650
27′	0,55	0,95	
32′	0,55	0,95	0,651
35′	0,55	0,95	
47′	0,55	0,95	
55′	0,45	1,05	0,637
56′	0,50	1,00	
58′	0,50	1,00	
59′	0,55	0,95	
61′	0,55	0,95	0,651
62′	—	—	$E_\beta = 0{,}015$
Mittel:	**0,52**	**0,98**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1,5 mm

t	d	d'	E-Volt
2′	—	—	0,651
9′	0,55	0,95	
10′	0,55	0,95	
13′	0,45	1,05	
15′	0,50	1,00	
18′	—	—	0,650
19′	0,50	1,00	
20′	0,45	1,05	
21′	0,55	0,95	
22′	0,55	0,95	
24′	0,55	0,95	
27′	0,50	1,00	
42′	0,50	1,00	
50′	—	—	0,652
51′	0,60	0,90	
58′	0,60	0,90	
67′	0,55	0,95	
69′	0,55	0,95	
71′	—	—	0,654
72′	—	—	$E_\beta = 0{,}015$
Mittel:	**0,53**	**0,97**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 2 mm

t	d	d'	E-Volt
18′	—	—	1,047
20′	0,65	1,35	
22′	0,65	1,35	
23′	0,65	1,35	
24′	0,60	1,40	
25′	—	—	1,055
27′	0,70	1,30	
28′	0,60	1,40	
29′	0,80	1,20	
30′	0,75	1,25	
31′	0,65	1,35	
32′	—	—	1,055
35′	—	—	$E_\beta = 0{,}043$
Mittel:	**0,67**	**1,33**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 2 mm

t	d	d'	E-Volt
4′	—	—	0,940
5′	0,70	1,20	
6′	0,65	1,35	
7′	0,60	1,40	
8′	0,50	1,50	
9′	0,55	1,45	
10′	0,80	1,20	
11′	0,50	1,50	
12′	0,80	1,20	
13′	0,80	1,20	
15′	—	—	$E_\beta = 0{,}060$
Mittel:	**0,655**	**1,345**	

eine entsprechende Verschiebung der Kathodenschicht und des Dunkelraumes. Die äußere Grenze der Grenzschicht erstreckt sich meistenteils parallel zu der Elektrodenoberfläche. Manchmal aber bildet die äußere Begrenzung der Grenzschicht wunderschöne und regelmäßige Ornamente; in diesen Fällen folgt die Kathodenschicht und der Kathodendunkelraum den Biegungen der Begrenzung der Grenzschicht. Die schematischen Fig. 7, 8, 9 und 10, welche von mir nach der Natur gemacht sind, können von der Erscheinung einen Begriff geben.

Während eines meiner Versuche hatte die Grenzschicht anfänglich das Aussehen, das auf

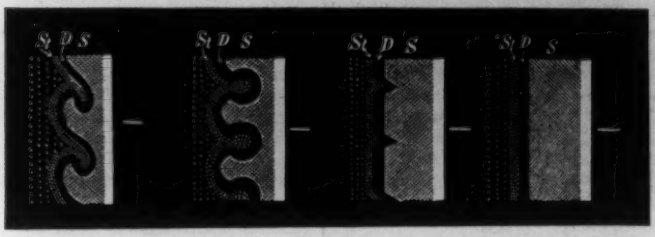


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

der Fig. 7 dargestellt ist; S bedeutet hier die Grenzschicht, D den Kathodendunkelraum, St die Kathodenschicht, die helle Zone — die Oberfläche der Kathode. Die eben beschriebene Form (Fig. 7) hat ziemlich schnell ihren Platz mit der in der Fig. 8 gezeichneten vertauscht. Von dieser letzteren ging sie über in die Form der Fig. 9.

Infolge der Beweglichkeit der Erscheinung ist es sehr schwer, vollkommen gute Aufnahmen davon zu machen; einen gewissen aber ungenügenden Begriff kann die Aufnahme 19 (Tafel XXV) geben. Die letztere entspricht der Übergangsform zwischen Fig. 7 und 8, die kurze helle Linie bedeutet einen Teil der Kathodenoberfläche; auf der Aufnahme sind die Teile von vier Wirbeln der Kathodenschicht (unten links) sichtbar, der schwache Streifen stellt den Rand der Kathode dar. Die Aufnahme 20 (Tafel XXV) stellt einen fast geradlinigen Kathodenrand dar (der rechte breite Streifen), mit einer parallelen Kathodenschicht, das zarte Streifchen an der linken Seite der Aufnahme No. 21 stellt den Kathodenrand dar, gebaut in weichen Festonen (der rechte Teil der Aufnahme) mit einer sich längs des Randes hinschlängelnden Kathodenschicht. Da die Kante etwas schräg aufgenommen ist, so ist nicht nur der horizontale Schnitt, sondern auch die zum Elektrolyten gerichtete Seitenoberfläche zu sehen.

Damit will ich meine vorläufige Mitteilung schließen. Ich habe nur meine tatsächlichen Resultate auseinander gesetzt, da ich endgültige theoretische Schlüsse zu machen als verfrüht betrachte. Doch scheint es mir auf Grund der hinzugefügten Resultate berechtigt zu sein, mit genügender Sicherheit folgendes auszusagen:

1. Die hellen mit den beschriebenen Eigenschaften behafteten Körperchen des Elektrolyten sind keine fremden Beimischungen, sondern ein Bestandteil des Elektrolyten.

2. Die charakteristischen Erscheinungen, die man im Elektrolyten mit einem Ultramikroskop bei der Zersetzungsspannung beobachtet, gestatten diese Spannung leicht zu bestimmen.

3. Das Ultramikroskop bietet dem Forscher eine neue Methode, um die Elektrolyte unmittelbar zu untersuchen.

Die Resultate dieser Untersuchung habe ich mitgeteilt in den Sitzungen der Physikalisch-mathematischen Gesellschaft zu Kiew am 5. und 26. November 1907, 2. Juni 1908, 26. Januar 1909 und 13. Januar 1909 in der Sitzung der Russischen Physikalischen Gesellschaft.

Physik. Laboratorium der St. Wladimir-Universität zu Kiew, Januar 1909.

(Eingegangen 20. Oktober 1909.)

Über die Erhöhung der Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika durch α-Strahlen.

Von H. Greinacher.

Einleitung. Vor kurzem habe ich über Versuche berichtet[1]), die den Einfluß der α-Strahlen auf die Leitfähigkeit fester Dielektrika zum Gegenstand hatten. Als Resultat hatte sich ergeben, daß die tatsächlich beobachteten Stromänderungen jedoch keineswegs in einer Leitfähigkeitserhöhung der Schichten ihre Ursache hatten, sondern teilweise durch den unvollkommenen Kontakt der Aluminiumbelegungen in Verbindung mit einer Elektrisierung der Zwischenschicht, teilweise aber auch durch die positive Ladung der α-Teilchen zustande kamen. Selbst wenn die dielektrische Schicht ganz von den α-Teilchen durchsetzt und das elektrische Feld bis gegen 10^5 Volt/cm gesteigert wurde, betrug die Stromerhöhung durch Ionenbildung weniger als $5 \cdot 10^{-15}$ Ampere.

Dieses Resultat war um so auffallender, als eine Leitfähigkeitserhöhung fester Nichtleiter durch die durchdringenden Radiumstrahlen (β- und γ-Strahlen) bereits von verschiedenen Seiten nachgewiesen ist, und man bei dem sonst überaus hohen Ionisierungsvermögen der α-Strahlen gerade hier einen besonders großen Effekt hätte erwarten sollen.

Es wurde seinerzeit die Vermutung aus-

1) Le Radium **6**, 291, 1909.

gesprochen, daß das Ausbleiben der Stromerhöhung wohl nicht einem Mangel an Ionenbildung zugeschrieben werden müsse, sondern vielmehr einer schnellen Wiedervereinigung der Ionen infolge ihrer äußerst geringen Beweglichkeit. Nach dieser Auffassung mußte man sich mehr Erfolg bei Flüssigkeiten versprechen. Hier konnte man hoffen, die von den α-Strahlen gebildeten Ionen vermöge ihrer größeren Beweglichkeit so zu beschleunigen, daß sie an die Elektroden gelangten, bevor sie sich vollständig wieder vereinigen konnten.

Vorversuche. Wie nun gleich die Vorversuche zeigten, erhielt man bei flüssigem Paraffin in der Tat einen sehr beträchtlichen Leitfähigkeitseffekt. Der Versuch wurde in der einfachen Weise ausgeführt, daß man die kreisförmige Öffnung in einer Messingscheibe mit *Al*-Folie von 0,003 mm Dicke überspannte. Das geschah einfach durch Aufkitten der Folie mit etwas Klebwachs. Diese Scheibe diente nun als obere Elektrode in einem geerdeten, mit Paraffinöl gefüllten Gefäß. Dabei tauchte nur die mit *Al* überspannte Seite ein, während die obere freiblieb. Als untere Elektrode diente ferner eine kleine Messingscheibe, die man der oberen in möglichst geringem Abstand gegenüberstellte. Die zwischen beiden Platten befindliche Ölschicht konnte man nun von oben durch das *Al*-Fenster hindurch bestrahlen. Die Messung der Stromänderung geschah so, daß man an die obere Metallplatte die Batteriespannung anlegte und die untere mit einem Quadrantelektrometer verband. Bei dieser sowie den folgenden Messungen wurde die Bronsonsche Methode der konstanten Ausschläge verwendet. Dieses Verfahren hat sich heute bereits derart eingebürgert, daß ich mir hier eine genauere Beschreibung desselben wohl ersparen kann. Ich möchte nur bemerken, daß das verwendete Elektrometer eine konstante Empfindlichkeit von nicht ganz 1000 mm pro Volt hatte, und daß ferner 1 mm Dauerausschlag desselben fast genau 10^{-14} Ampere entsprach.

Schon mit dem beschriebenen einfachen Apparat ließen sich nun bereits einige orientierende Versuche ausführen. Es wurde festgestellt, daß der natürliche Leitungsstrom bei der Bestrahlung durch ein Poloniumpräparat[1]) um 50 Proz. und mehr stieg. Dabei war es nicht nötig, daß der Abstand der Elektroden auf ein Minimum reduziert wurde. Man erhielt selbst bei Entfernungen von etwa 1 mm noch gute Wirkung. Daraus war zu entnehmen, daß bei den nun folgenden Messungen nicht darauf gesehen werden mußte, daß die α-Teilchen die ganze Zwischenschicht durchsetzten. Die Ionen hatten bereits eine genügend große Beweglichkeit, um aus dem nur in der Nähe des *Al*-Fensters liegenden Ionisierungsbereich noch an die andere Platte zu gelangen. Dieser Umstand gestaltete die Untersuchung an Flüssigkeiten viel einfacher, als die früheren an festen Nichtleitern, wo die Schichten stets äußerst dünn (höchstens einige Hundertstel Millimeter) gewählt werden mußten.

Dabei hatte man hier ferner den Vorteil, daß die endgültige Einstellung des natürlichen Leitungsstroms viel rascher erfolgte als bei festen Schichten, bei denen man infolge der äußerst langsamen Elektrisierung stundenlang warten mußte, bis der Strom seinen konstanten Endwert eingenommen hatte.

Auch bei den Flüssigkeiten zeigte sich zwar nach Anlegen der Spannung ein beträchtlich stärkerer Strom, der erst allmählich zurückging und sich einem konstanten Werte näherte. Die Endeinstellung war jedoch zumeist in $^1/_4$ bis $^1/_2$ Stunde erreicht. Die Ursache des Stromrückgangs ist zum Teil in demselben Umstand wie für feste Körper zu suchen. Auch hier findet die Ausbildung einer Gegenspannung (Elektrisierung) statt, wie sich direkt am Elektrometer nachweisen läßt. Der Vorgang erreicht aber viel schneller sein Ende. Eine zweite Ursache liegt darin, daß die schlechtleitenden Flüssigkeiten durch den Strom selbst gereinigt werden, wie bereits E. Warburg[1]) nachgewiesen hat. Diesem Umstand ist es wohl hauptsächlich zuzuschreiben, daß auch die nach einigen Minuten eingetretene Endeinstellung noch eine sehr langsame Änderung aufwies. Diese erfolgte aber so langsam, daß sie für die Ausführung der Versuche kein Hindernis bot. Bei exakten Messungen wurde einfach das Mittel aus den beiden Endeinstellungen vor und nach dem Versuch genommen.

Es ist jedoch zu bemerken, daß umgekehrt auch Stromvergrößerungen nach langem Stromdurchgang beobachtet wurden. Dies mußte augenscheinlich auf die Wirkung irgendwie eingetretener Verunreinigungen zurückgeführt werden. Es wurde dann jeweils die Flüssigkeit durch frische ersetzt. Namentlich zeigte es sich, daß bei Verwendung von Klebwachs (rotes Wachs) zum Ankitten der *Al*-Folie schließlich eine starke Stromvergrößerung eintrat, obschon sich eine sichtbare Auflösung des Wachses im Paraffin nicht nachweisen ließ.

Dabei wurde nun festgestellt, daß die Stromvergrößerung durch die α-Strahlen trotz des vergrößerten natürlichen Leitungsvermögens merklich dieselbe blieb. Für die Ionisierung der α-Strahlen waren somit bis zu einem gewissen Grade irgendwelche Verunreinigungen ohne Einfluß, so daß im wesentlichen nur die

1) Das Präparat war seinerzeit von Buchler & Co. (Braunschweig) bezogen worden und war dasselbe, das auch zu den früheren Messungen an festen Dielektrika gedient hatte.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **54**, 396, 1895; vgl. auch E. v. Schweidler, ebenda **4**, 307, 1901 u. **5**, 483, 1901.

verwendete Substanz in Betracht kam. Dieser Umstand war natürlich wesentlich, sofern man überhaupt gut vergleichbare Resultate bekommen wollte.

Der definitive Apparat. Immerhin durfte man nicht erwarten, mit dem beschriebenen primitiven Apparat exakte Resultate zu erzielen. Einmal mußte man dafür sorgen, daß die *Al*-Folie auch sicher metallische Verbindung mit dem Messingblech hatte. Dann sollte auch möglichst für Beseitigung irgendeiner Fremdsubstanz, wie Wachs u. dgl., gesorgt werden. Ferner war es wünschenswert, die Elektroden einander gut parallel und in meßbar veränderlichem Abstand anzubringen.

Zu diesem Zwecke wurde nun der definitive in Fig. 1 schematisch wiedergegebene Apparat

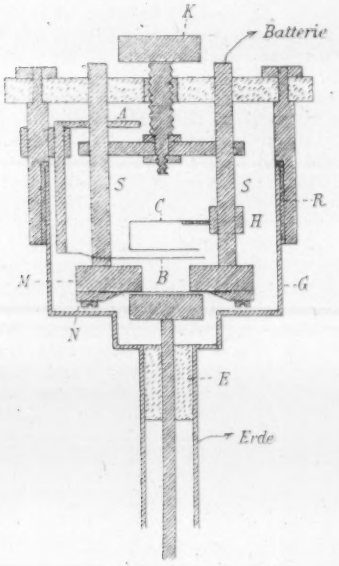


Fig. 1.

konstruiert. Derselbe bestand im wesentlichen nur aus Messing und Ebonit, und war aus zwei Teilen zusammengesetzt, erstens aus dem Gefäß *G*, das unten in ein Messingrohr endigte, zusammen mit der in den Ebonitpfropfen *E* eingepaßten unteren Elektrodeplatte, und zweitens aus einem abnehmbaren Aufsatzstück. Letzteres war nur mittels des breiten Ringes *R*, der sich in der gezeichneten Weise um das Gefäß legte, aufgesetzt und ließ sich nach Belieben abnehmen. Dieser obere Teil bestand in der Hauptsache aus einem Messingring *M*, auf den mittels des Ringes *N* das dünne *Al*-Blatt aufgeschraubt werden konnte. Diese obere Elektrode war durch zwei Stangen *S*, die zugleich als Führung dienten, gehalten und ließ sich mittels einer Mikrometerschraube (Ganghöhe 0,5 mm) nach Belieben auf und ab bewegen. Durch eine auf dem Schraubenkopf *K* angebrachte Teilung konnte der Abstand gemessen werden. Dieses ganze System war für sich isoliert und wurde mit der Batteriespannung verbunden. An einer der Stangen *S* war noch eine mit Reibung verschiebbare Hülse *H* angebracht. An derselben ließ sich durch bloßes Anstecken das zweifach umgebogene Kupferblech *C* befestigen. Letzteres war auf der, dem Metallschirm *B* zugekehrten Seite mit Polonium überzogen. Es war dies das schon früher benutzte Präparat. Der Schieber *B*, der aus $^1/_2$ mm dickem Kupferblech bestand, ließ sich nun mittels des Armes *A* bald über das *Al*-Fenster schieben, bald entfernen. Bemerkt sei, daß der Abstand zwischen dem Polonium und dem *Al*-Fenster zumeist gleich 10 mm, unter Umständen aber auch weniger war. Hatte man den Abstand *Po*—*Al* einmal eingestellt, so blieb derselbe infolge der gewählten Anordnung bei allen Verschiebungen der oberen Elektrode konstant. Durch das *Al*-Fenster traten dann also stets gleich viel α-Teilchen ein.

Der Apparat wurde nun in folgender Weise zusammengestellt. Zuerst goß man so viel Paraffinöl ein, daß die untere Elektrode gerade bedeckt war. Sodann schob man den Aufsatz langsam über das Gefäß *G* herunter. Dabei wurde letzteres etwas schief gestellt, damit der Ring *N* zunächst nur an einer Seite benetzt wurde und die Flüssigkeit dann gleichmäßig zwischen den beiden Elektroden emporstieg. Indem man dann erst allmählich den Apparat in die vertikale Lage brachte, durfte man annehmen, daß alle Luft zwischen den Elektroden verdrängt war.

Versuche mit Paraffinöl.

Ausführung der Versuche. Kontrollversuche. Die folgenden Versuche sind nun mit Paraffinöl, das zur Entfernung von Suspensionen filtriert war, ausgeführt. Zunächst schraubte man die obere Elektrode so weit herunter, bis sie mit der unteren metallischen Kontakt gab. Von diesem Einstellungspunkt an wurde dann der Abstand gemessen. In Wirklichkeit gab dies nur den Minimalabstand der Elektroden an, da die *Al*-Folie nicht vollkommen eben sein konnte. War nun der Nullabstand eingestellt, so schraubte man die obere Elektrode bis in die gewünschte Entfernung.

Der Versuch wurde so ausgeführt, daß man den Schieber *B* wegzog und die Veränderung der Elektrometereinstellung beobachtete. Nachdem diese dann konstant geworden war, wurde

der Schieber wieder vorgelegt, worauf man den Rückgang des Ausschlags verfolgte. Man erhielt dasselbe, wenn man den Versuch in der umgekehrten Reihenfolge ausführte, wenn also die Flüssigkeit schon längere Zeit bestrahlt war. Überhaupt ging die Stromvergrößerung nicht zurück, wenn man die α-Strahlen stunden-, ja tagelang wirken ließ.

Der Effekt verschwand nur dann, wenn Paraffinöl über die *Al*-Folie gelangte. So unerwünscht dies zwar war, so lieferte das Verschwinden des Effekts doch einen direkten Beweis dafür, daß die Stromerhöhung tatsächlich durch jene α-Teilchen, die unter die *Al*-Folie gelangten, hervorgerufen wurde. Das allmähliche Eindringen von Paraffinöl trat nun bei nur angeschraubtem *Al* immer auf. Um diesen Übelstand zu vermeiden, wurde daher gleichzeitig noch ein Kittmittel verwendet. Als solches bewährte sich weißer Siegellack. Eine Stromerhöhung infolge von Verunreinigung durch denselben konnte nämlich auch bei tagelangem Gebrauch der Flüssigkeit nicht beobachtet werden. Die Verwendung dieses Kittmittels schien auch dadurch gerechtfertigt, als man tatsächlich mit und ohne Verwendung desselben die gleichen Resultate erhielt.

Man hätte nun bloß noch den Einwand erheben können, daß der beobachtete Effekt vielleicht nur durch die Anwesenheit eines oder mehrerer Luftbläschen zwischen den Elektroden hervorgerufen sein könne. Die Stromvergrößerung wäre dann der Ionisierung dieser sonst isolierenden kleinen Luftbrücken zuzuschreiben gewesen. So wenig wahrscheinlich eine solche Annahme auch bei der angewandten Vorsicht und besonders mit Rücksicht auf die noch folgenden Resultate war, so habe ich doch einen besonderen Kontrollversuch in dieser Richtung gemacht. Um die Anwesenheit von Luft zwischen den Elektroden auszuschließen, stellte ich den Apparat in folgender Weise zusammen. Zunächst wurde das Gefäß *G* bis an den Rand mit Paraffinöl gefüllt. Sodann drehte man das Aufsatzstück um und goß auch die flache Höhlung über dem *Al*-Fenster voll. Nun schob man über dieselbe eine saubere Glasplatte, derart, daß zwischen dieser und dem *Al* keine Luftblasen zu sehen waren. Nachdem man das Ganze umgedreht hatte, überzeugte man sich zunächst nochmals, daß auch jetzt keine Luft über der Glasplatte sich befand. Schließlich tauchte man den Messingring *M* bis nahe an seinen oberen Rand in das Gefäß *G* und zog die Glasplatte fort.

Um nun das Aufsatzstück in seine gewöhnliche Lage herabsenken zu können, mußte noch das überflüssige Paraffinöl allmählich abgesaugt werden. Dabei war darauf zu achten, daß man in dem Maße, wie das Flüssigkeitsniveau sank, auch den Messingring entsprechend senkte. Vor allem durfte kein Paraffinöl über den oberen Rand von *M* treten. Nach einigem Probieren gelang es schließlich, das Aufsatzstück ohne Unfall in seine gewöhnliche Lage zu bringen, obschon der Apparat für diese Art der Zusammensetzung nicht gerade bequem dimensioniert war.

Folgende Zahlen mögen nun zeigen, daß auch der auf die oben beschriebene Weise zusammengesetzte Apparat dieselben Resultate lieferte. Man erhielt bei einer Spannung von +80,8 Volt und einem Elektrodenabstand von 0,2 mm 39 mm Stromvergrößerung. Als man nun den Apparat auseinandernahm und in der gewöhnlichen Weise wieder zusammensetzte, bekam man 41 mm. Die Übereinstimmung war somit völlig befriedigend.

Es sei noch bemerkt, daß ein großer Teil der Versuche auch unter Weglassung des Ringes *N* ausgeführt ist. In diesem Fall war die *Al*-Folie nur mit weißem Siegellack dicht gekittet. Durch zwei Schräubchen wurde sie dann noch besonders an den Messingring *M* angedrückt, um auch den metallischen Kontakt zu sichern. Auch bei dieser Anordnung erhielt man dieselben Resultate.

Einfluß der Stromrichtung und des Elektrodenabstands. Zunächst wurde untersucht, ob die Stromvergrößerung von der Richtung des Stromes abhängig ist. Folgende Zahlen mögen die Resultate zeigen.

Spannung Volt	Abstand mm	Stromvergrößerung $1{,}1 \cdot 10^{-14}$ Ampere	
± 8,25	0,1	+16,6	−14,2
±40,7	0,1	+64,5	−65,5
±82,2	1,0	+29,5	−30

Daraus ist zu entnehmen, daß innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit kein Einfluß der Stromrichtung zu beobachten ist. Somit kam hier eine Vergrößerung des positiven Stromes durch den positiven Ladungstransport der α-Teilchen, wie er sonst bei ähnlichen Anordnungen bereits nachgewiesen werden kann[1]), nicht in Betracht. Auch war kein großer Unterschied in der Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen anzunehmen, da sonst ebenfalls ein Einfluß der Stromrichtung hervorgetreten wäre.

In der Folge wurde dann auch die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand der Elektroden bei konstanter Spannung bestimmt. Die Resultate sind in der Fig. 2 wiedergegeben. Es sei dazu bemerkt, daß dieselben Punkte der Kurve sowohl bei allmählicher Vergrößerung als bei darauffolgender Verkleinerung bestimmt worden sind. Da die beiden für denselben Abstand gefundenen Werte keine erheblichen

1) Verh. d. Deutschen physik. Gesellsch. 11, 179, 1909.

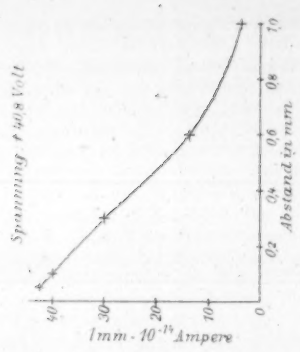


Fig. 2.

Abweichungen aufwiesen, wurde jeweils das Mittel genommen.

Man erkennt nun eine stetige Abnahme des Effekts zwischen 0,05 bis 1 mm. Dies erklärt sich durch die Abnahme des elektrischen Feldes. Es kommen immer mehr Ionen zur Wiedervereinigung, bis schließlich überhaupt keine mehr an die untere Platte gelangen. Bemerkenswert ist es immerhin, daß man selbst bei 1 mm, ja bei noch größeren Abständen, den Effekt nachweisen kann, so daß also tatsächlich die Ionen weit über den Ionisierungsbereich der α-Strahlen hinaus noch zu verfolgen sind.

Leitfähigkeitszunahme und Spannung. Einen ganz charakteristischen Verlauf zeigt die Kurve Fig. 3, welche die Stromerhöhung als Funktion der Spannung angibt. Die Kurve ist bei einem konstanten Plattenabstand von 1 mm aufgenommen. Sie zeigt, daß bei kleinen Spannungen (bis gegen 50 Volt) praktisch gar kein Effekt eintritt. Von da ab steigt die Wirkung aber ganz rapide, um dann schließlich wieder langsamer zuzunehmen. Die Kurve besteht deutlich aus zwei Teilen. Im ersten nimmt der Strom schneller zu als die Spannung; im zweiten verhält es sich umgekehrt.

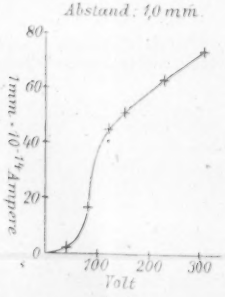


Fig. 3.

Die Erklärung dieses zum vornherein überraschenden Resultats ist nach den Arbeiten von Rutherford und Child[1]) nicht schwierig. Diese beiden Forscher haben unabhängig voneinander fast gleichzeitig den Stromübergang in einem Luftkondensator untersucht, wenn die Ionisierung des Gases sich nur auf die unmittelbare Nähe der einen Platte beschränkt. Rutherford hat die mathematischen Beziehungen für diesen Fall auch in seinem Buche „Radioaktivität", S. 69, auseinandergesetzt, so daß ich mich hier darauf beschränken kann, die Resultate kurz zu erwähnen.

Bezeichnen wir etwa mit A und B die beiden Platten, an die eine Potentialdifferenz V Volt angelegt werde, und sei A diejenige Platte, in deren unmittelbarer Nähe pro Sekunde eine bestimmte Anzahl Ionen erzeugt werden, dann ist der Strom i_1, der zur Platte B fließt, gegeben durch

$$i_1 = \frac{9 k_1}{32 \pi} \cdot \frac{V^2}{a^3}.$$

Dabei ist k_1 die Beweglichkeit der positiven Ionen, a der Abstand der Platten. In analoger Weise folgt, wenn der Strom nach A fließt und k_2 die Beweglichkeit der negativen Ionen bezeichnet,

$$i_2 = \frac{9 k_2}{32 \pi} \cdot \frac{V^2}{a^3}.$$

Die beiden Ströme, die man beim Kommutieren des elektrischen Feldes erhält, verhalten sich demnach wie die Beweglichkeiten. Da nun in unserem Fall der Flüssigkeitsionisation durch α-Strahlen keine merkliche Abhängigkeit von der Stromrichtung beobachtet wurde, so muß man daraus, wie oben schon bemerkt, auf gleiche Beweglichkeit der beiden Ionenarten schließen.

Aus den genannten Formeln entnehmen wir ferner, daß der Strom schneller als das Potential, im speziellen mit dem Quadrat der Spannung, zunehmen muß. Diese Beziehung muß nun offenbar gerade bei Flüssigkeiten, die durch α-Strahlen ionisiert werden, besonders gut erfüllt sein. Haben wir hier doch einen beinahe idealen Fall einer dünnschichtigen Ionisierung vor uns. Letztere erstreckte sich ja schätzungsweise nicht weiter als etwa $^1/_{40}$ mm, während andererseits der Plattenabstand 1 mm war. Es ist nun in der Tat unverkennbar, daß der erste Teil der Kurve Fig. 3 dieser Forderung sehr gut entspricht.

Um nun aber auch den zweiten Teil der Kurve zu verstehen, müssen wir berücksichtigen, unter welchen Voraussetzungen die Formeln abgeleitet sind. Diese gelten nämlich nur für den Fall, daß der Potentialabfall in der ionisierten Schicht gleich Null gesetzt werden darf.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **2** (6), 210, 1901; O. Child, Phys. Review **12**, 65, 1901.

Wenn nun aber die Potentialdifferenz V so weit gesteigert wird, daß die Ionendichte an der Platte A merklich abnimmt, so sind auch die Formeln nicht mehr anwendbar. Es wird schließlich auch hier der gewohnte Fall eintreten, daß der Strom immer langsamer mit der Spannung zunimmt, bis er sich einem konstanten Endwert, d. h. der Sättigung nähert. Zwischen den beiden Fällen muß es natürlich eine Übergangserscheinung geben, so daß schließlich eine Kurve, wie sie Fig. 3 zeigt, herauskommt. Wie übrigens aus dieser hervorgeht, ist der Strom von seiner Sättigung noch sehr weit entfernt.

Auch die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand kann natürlich nur dann der Rutherfordschen Formel folgen, wenn die genannte Voraussetzung erfüllt ist. In diesem Fall müßte der Strom mit der dritten Potenz des Abstands abnehmen. Da dies bei der Kurve Fig. 2 nicht zutrifft, so ist auch dort bereits eine Störung des Potentialgradienten in der ionisierten Schicht anzunehmen.

Ich habe in der Folge noch versucht, die Kurve 3 bis zur Sättigung zu verfolgen, begegnete aber stets der Schwierigkeit, daß bei höheren Potentialdifferenzen die Elektrometereinstellung unruhig wurde. Dies wurde schließlich derart störend, daß genauere Messungen des Effekts unmöglich waren. Es zeigte sich häufig, daß diese Schwankungen des natürlichen Stromes, sofern sie bei höheren Potentialen eingetreten waren, nun auch bei kleineren, wenn auch in geringerem Maße, bestehen blieben. Dies schließt es aus, daß diese Erscheinung einer radioaktiven Schwankung zugeschrieben werden kann. Die Schwankungen müssen wohl eher in irgendeiner Veränderung der Flüssigkeit ihre Ursache haben, um so mehr, als auch die Leitfähigkeit in den meisten Fällen merklich erhöht war. Indessen kann ich Genaueres über die Ursache dieser Unregelmäßigkeiten nicht angeben. Waren diese eingetreten, so wurde jeweils die Flüssigkeit erneuert.

Die höchsten Feldstärken, die ich bei den Messungen mit Paraffinöl verwenden konnte, betrugen etwa 8000 [Volt/cm]. Vollständige Sättigung konnte ich bei diesen Spannungen noch keineswegs erzielen. Immerhin war die Erscheinung schon sehr ausgeprägt, wie folgende Zahlen zeigen mögen.

	Spannung Volt	Stromerhöhung 10^{-14} Amp.
	+81,6	54,5
	+40,8	45
wiederum	+81,6	54

Der Plattenabstand betrug 0,1 mm. Während die Spannung also auf das Doppelte stieg, nahm die Stromerhöhung nur noch um 20 Proz. zu. Der natürliche Leitungsstrom, der bei 40,8 Volt etwa $3 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug, stieg jedoch bei 81,6 Volt nahe auf das Doppelte, zeigte also ein durchaus anderes Verhalten.

Über die zeitliche Änderung des Leitfähigkeitseffekts. Um die Leitfähigkeitserhöhung, die nach Einsetzen der Bestrahlung eintrat, zu bestimmen, mußte jeweils so lange gewartet werden, bis das Elektrometer sich definitiv eingestellt hatte. Dies dauerte durchschnittlich 5—10 Minuten. Ebensolange dauerte es ungefähr, bis der ursprüngliche Strom nach Aufhören der Bestrahlung wieder erreicht war. Bei exakten Messungen wurden nun jeweils die Einstellungskurven aufgenommen. Wie Fig. 4

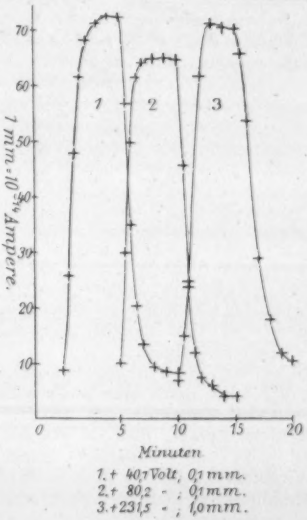


Fig. 4.

zeigt, war die Einstellung selbst bei großen Ausschlägen (60 und mehr Millimeter) schon sehr bald erreicht. Die aufsteigenden Kurven sind während der Bestrahlung, die absteigenden nach Aufhören derselben bestimmt.

Daß in keinem Fall die Elektrometernadel sich momentan einstellte, war naturgemäß zu erwarten. Repräsentierte doch das mit dem Elektrometer verbundene System eine gewisse Kapazität, so daß es eine bestimmte Zeit dauern mußte, bis der stationäre Zustand sich ausgebildet hatte.

Es zeigte sich nun aber die Eigentümlichkeit, daß die Elektrometereinstellung nicht in allen Fällen gleich rasch erfolgte. Sie erforderte unerwarteterweise gerade bei kleinen elektrischen Feldern, d. h. bei kleineren Ausschlägen, beträchtlich längere Zeit. Diese Erscheinung konnte nur so gedeutet werden, daß

die Stromerhöhung in letzteren Fällen nicht momentan erfolgte, sondern sich unter Umständen erst nach Minuten vollständig ausbildete. Ein solches allmähliches Anwachsen des Ionisierungsstroms dürfte deutlich aus den Kurven der Fig. 5 hervorgehen. Diese geben eine ungefähre Vorstellung von den Anklingungskurven,

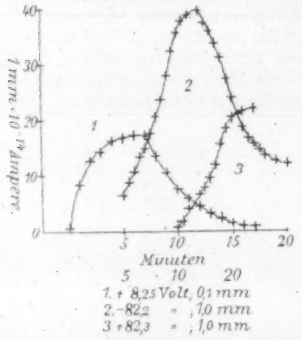


Fig. 5.

wenn man auch nicht vergessen darf, daß sich denselben jeweils die entsprechenden Einstellungskurven des Elektrometers überlagern. Letztere kann man sich annäherungsweise durch Fig. 4 vergegenwärtigen.

Verfolgt man die Anklingungskurven näher, so fällt zunächst noch eine weitere Besonderheit auf. Die Zunahme des Stromes erfolgt nämlich nicht derart, daß sie am Anfang am stärksten wäre und schließlich immer kleiner wird. Vielmehr zeigt sich kurz nach Einsetzen der Bestrahlung nur eine geringe Stromzunahme. Diese nimmt dann erst allmählich ein rascheres Tempo an, um sich schließlich wieder langsamer dem Endwerte zu nähern. Die Kurve zeigt einen ausgesprochenen Wendepunkt.

Wiederum ist zu berücksichtigen, daß die Elektrometernadel eine gewisse Trägheit besitzt und schon aus diesem Grunde eine zunächst nur langsame Bewegung eintreten muß. Diese Trägheit ist jedoch nicht so groß, daß erst nach Minuten ein rascheres Zunehmen des Ausschlags erfolgte. Vielmehr stellte sich ja unter normalen Umständen der ganze Ausschlag spätestens in drei Minuten (siehe Fig 4) ein.

Die Eigentümlichkeit, daß die Stromanklingung zunächst klein ist, scheint namentlich bei großem Plattenabstand einzutreten (Kurven 2 und 3), während bei kleinem (Kurve 1), selbst bei demselben elektrischen Feld, ein Wendepunkt nicht hervortritt. Dies läßt vermuten, daß die Erscheinung sich hauptsächlich dann ausbildet, wenn der Plattenabstand groß ist im Vergleich zur Dicke der ionisierten Schicht. Unter gewöhnlichen Umständen, wo die ganze Luftschicht ionisiert ist, hat man auch in der Tat keine Stromverzögerung beobachtet. Sie tritt aber auch in ersterem Fall nur in merklichem Grade auf, wenn man so kleine elektrische Felder wählt, daß die Rutherfordsche Voraussetzung erfüllt ist.

Die oben zitierten Gleichungen gelten nun offenbar nur für den stationären Zustand, d. h., wenn die Potential- bez. Ionenverteilung zwischen den Elektroden konstant geworden ist. Die Erklärung der Stromverzögerung ist nun am einfachsten, wenn man annimmt, daß die Ausbildung der endgültigen Ionenverteilung längere Zeit braucht, namentlich dann, wenn die Ionengeschwindigkeit infolge der Zähigkeit der Flüssigkeit und der geringen Potentialdifferenz nur sehr klein ist.

Die Abhängigkeit des Stromes vom Potentialgradienten ist im übrigen leicht anzugeben. Es sei i der Strom, der durch irgendeinen Querschnitt von 1 qcm in der Richtung von A nach B fließt. Dann ist

$$i = k \frac{\partial V}{\partial x} n e,$$

wobei n die im Kubikzentimeter enthaltene Menge positiver Ionen, e die Ladung eines Ions bedeutet. Unter Zuhilfenahme der Poissonschen Gleichung

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 4\pi n e$$

bekommt man nun

$$i = \frac{k}{8\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2.$$

Daraus ergeben sich die Rutherfordschen Gleichungen, wenn man i im ganzen Raum zwischen den Platten A und B als konstant annimmt. Dies ist jedoch nur für den stationären Zustand der Fall. Zu Beginn des Vorgangs ist i je nach dem betrachteten Querschnitt verschieden.

Was wir nun messen, das ist im speziellen der Strom, der durch den Querschnitt hart an der Platte B fließt. Der obenstehende Ausdruck ist somit auf die unmittelbare Nähe von B zu beziehen. D. h., sofern wir $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2$ an diesem Orte zu jeder Zeit kennen, so können wir auch i als Funktion der Zeit angeben. Dies ist jedoch erst dann möglich, wenn die Ionenzahl n an der Platte B für eine beliebige Zeit berechnet wird.

Inwiefern ein auf diese Weise gefundenes Resultat mit den Versuchsergebnissen übereinstimmen würde, habe ich nicht näher untersucht. Es sei hier jedoch darauf hingewiesen, daß man bereits aus der obengenannten Gleichung auf ein allmähliches Anwachsen des Stromes schlie-

ßen kann. $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2$ bedeutet die Zunahme des Potentialgradienten (besser des Quadrats desselben) in einem Abstand dx von der Platte B. Zu Beginn des Stromdurchgangs befinden sich nun beinahe in der ganzen Zwischenschicht keine Ionen, der Potentialabfall wird also durch eine gerade Linie dargestellt sein, d. h. $\frac{\partial V}{\partial x}$ ist räumlich konstant und damit $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 = 0$. Durch die Ionenwanderung kommt nun eine Änderung des Potentialverlaufs zustande. Die Potentialkurve krümmt sich immer mehr, wobei $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2$ anwächst, um dann schließlich einen konstanten Wert anzunehmen. Damit erreicht dann auch i seinen Endwert.

Eine Erscheinung, welche die hier kurz skizzierte Erklärung zu stützen scheint, sei hier noch erwähnt. Es ist die Tatsache, daß der Stromabfall nach Aufhören der Bestrahlung einen durchaus ähnlichen Verlauf nimmt wie der Anstieg. Das Verschwinden des Stroms erfolgt ebenfalls langsamer bei kleinen Feldstärken. Ja, auch die Eigentümlichkeit, daß der Stromabfall zunächst gering ist und erst nach einigen Minuten rascher wird, ist deutlich zu erkennen (Kurve 2). Nun hängt aber die Art der Abklingung natürlicherweise von der anfänglich, d. h. während der Bestrahlung vorhandenen Ionen- bez. Potentialverteilung ab. Da andererseits aber der An- und Abstieg der Kurve dasselbe Bild zeigen, so scheint das darauf hinzudeuten, daß die Anklingungskurve den umgekehrten Vorgang wie die Abklingungskurve anzeigt, d. h. eine allmähliche Ausbildung des definitiven Potentialverlaufs.

Es sei noch bemerkt, daß der nur allmähliche Rückgang der Leitfähigkeit nach der Bestrahlung bereits bei den entsprechenden Experimenten mit den durchdringenden Radiumstrahlen (β- und γ-Strahlen) nachgewiesen worden ist. Böhm-Wendt und v. Schweidler[1]) konnten z. B. in Paraffin selbst nach Stunden noch eine erhöhte Leitfähigkeit feststellen. Bei den relativ dünnen Flüssigkeitsschichten, wie ich sie verwandte, verschwindet der Leitfähigkeitseffekt schon nach Minuten, ja, bei genügend großen Potentialdifferenzen so gut wie momentan.

Versuche mit Petroläther.

Ausführung der Versuche. Im folgenden seien nun die analogen mit Petroläther ausgeführten Versuche mitgeteilt. Diese Flüssigkeit erwies sich nämlich insofern für die Untersuchung günstig, als sie, wie das Paraffin, eine kleine natürliche Leitfähigkeit aufweist, andererseits aber eine viel geringere Viskosität besitzt. Schien es doch von Interesse, die an zwei so verschiedenen Flüssigkeiten gewonnenen Resultate miteinander zu vergleichen.

Die Ausführung der Versuche war im wesentlichen dieselbe wie früher. Nur mußte jetzt fortwährend etwas neue Flüssigkeit nachgegossen werden, da die Substanz ziemlich rasch verdampfte. Es wurde zwar versucht, das Niveau durch eine Hebervorrichtung automatisch konstant zu halten. Dies erwies sich jedoch als unzweckmäßig, da durch den Nachfluß von Flüssigkeit während der Messungen Stromänderungen eintraten. Es wurden daher Nachfüllungen möglichst vermieden und auf alle Fälle nur zwischen zwei Messungen ausgeführt.

Es war ferner die Möglichkeit gegeben, daß kleine Störungen dadurch entstehen konnten, daß die Luft zwischen dem Poloniumpräparat und dem *Al*-Fenster teilweise durch Ätherdampf ersetzt war (Veränderung der Strahlenabsorption). Wenn man jedoch den Dampf fortblies, so trat in Wirklichkeit keine merkliche Änderung des Elektrometerausschlags ein.

Mit der Verdampfung des Petroläthers war eine beträchtliche Abkühlung verbunden. So betrug hier die Temperatur der Flüssigkeit stets ungefähr 10°, während bei den Versuchen mit Paraffin eine mittlere Temperatur von 18° herrschte. Die Abkühlung war somit derart, daß sich leicht eine Spur von Wasser an den Oberflächen kondensieren konnte. Sofern dies auf dem *Al*-Fenster geschah, mußte dann die Wirkung der α-Strahlen zurückgehen.

Die genannten Fehlerquellen erwiesen sich nun aber nicht als so groß, daß notwendig hätte Bedacht darauf genommen werden müssen, die Verdampfung des Petroläthers zu verhindern. Vielmehr genügte es, die Messungsreihen in der einen Richtung und dann zur Kontrolle nochmals in entgegengesetzter aufzunehmen. Da die Werte dabei nicht erheblich verschieden waren, so durfte das Mittel aus den Ablesungen genommen werden.

Versuchsergebnisse. Fig. 6 zeigt eine solche vollständige Messungsreihe. Die Kurve gibt die Abhängigkeit des Leitfähigkeitseffekts vom Abstand der Elektroden wieder. Die oberen Punkte sind bei Verkleinerung des Abstandes aufgenommen, die unteren bei der darauffolgenden Vergrößerung. Die früheren Punkte liegen etwas höher, ein Verhalten, das auch bei Wiederholung des Versuchs festgestellt werden konnte.

Aus der Kurve ist zu entnehmen, daß der Effekt mit dem Abstand viel langsamer abnimmt als bei Paraffin. Dies zeigt, daß hier die Ionen viel beweglicher sind und daher selbst

1) C. Böhm-Wendt u. E. v. Schweidler, diese Zeitschr. 10, 379, 1909.

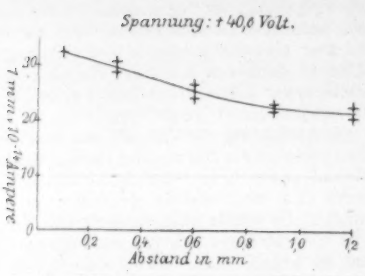


Fig. 6.

bei größerem Abstand noch vollzählig an die Elektroden gelangen.

Vergleichshalber sei hier mitgeteilt, daß der natürliche Strom bei 0,05 mm Abstand $6{,}4 \cdot 10^{-13}$, bei 1,2 mm $3{,}2 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug. Es bestand somit keine Proportionalität in der Abnahme des Stroms mit dem Abstand. Dies war auch nicht zu erwarten, da ja der Widerstand nicht proportional dem Plattenabstand angenommen werden durfte.

Wie bereits Fig. 6 vermuten läßt, ist bei Petroläther eher Sättigung des Leitfähigkeitseffekts zu erwarten als bei Paraffinöl. Fig. 7

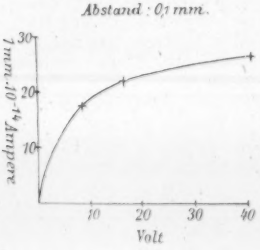


Fig. 7.

läßt diese Tatsache nun ohne weiteres erkennen. Immerhin ist zu bemerken, daß die Kurve noch merklich steigt. Es ist dies dieselbe Erscheinung, die man auch bei der gewöhnlichen Ionisierung durch α-Strahlen in Luft beobachtet: Die vollkommene Sättigung ist nur schwer zu erreichen. Die Beweglichkeit der Ionen in Petroläther ist immerhin derart, daß man selbst bei verhältnismäßig großem Elektrodenabstand noch gute Sättigung erzielen kann. So wurde bei einem Abstand von 0,5 mm gefunden

Spannung Volt	Stromerhöhung 10^{-14} Ampere
+40,6	28,7
+81,2	31,5

Bei Feldern von 800 [Volt/cm] ist also schon merklich Sättigung erreicht, während dies bei Paraffin selbst bei zehnmal höheren Werten noch nicht der Fall ist.

Bei allen Messungen mit Petroläther erhielt man ferner eine sehr prompte Elektrometereinstellung. Bereits eine Minute nach Einsetzen der Bestrahlung war der Ausschlag schon konstant. Desgleichen verschwand auch der Effekt nach Aufhebung der Bestrahlung ebenso schnell wieder. Es scheint daher die oben besprochene Erscheinung der Stromverzögerung hauptsächlich nur bei zähen Flüssigkeiten gut ausgeprägt zu sein, in gleicher Weise, wie auch nur hier ein längeres Fortbestehen der Leitfähigkeitserhöhung nach der Bestrahlung auftritt. Immerhin müßten bei großem Plattenabstand und sehr kleinen Feldstärken die beiden Erscheinungen auch bei Petroläther beobachtbar sein.

Nach dem Gesagten wird es nun nicht verwundern, wenn die Kurve Fig. 7 nicht aus zwei getrennten Teilen, wie Fig. 3, besteht. Man muß eben annehmen, daß der Potentialgradient in der ionisierten Schicht hier schon bei sehr kleinen Potentialdifferenzen gestört wird. Die Rutherfordsche Gleichung, welche ein Wachsen des Stromes mit dem Quadrat der Spannung angibt, wird daher nur für sehr kleine Werte derselben gelten. Der erste Teil der Kurve wird infolgedessen im Vergleich zum zweiten, welcher der Sättigung zustrebt, fast ganz verschwinden.

Würde man etwa Petroläther mit Paraffinöl in steigendem Prozentgehalt mischen, so müßte sich übrigens der Übergang der einen Kurve in die andere klar hervorheben. Desgleichen müßten sich die eigenartigen Erscheinungen etwa dadurch noch steigern lassen, daß man die Viskosität des Paraffinöls durch Abkühlung noch weiter erhöht. Versuche in dieser Richtung sollen noch ausgeführt werden.

Vergleich mit der Luftionisierung. Abhängigkeit des Stromes von Abstand und Spannung. Von besonderem Interesse mußte es nun noch sein, die beobachteten Ionisationseffekte in Flüssigkeiten mit denen in Luft zu vergleichen. Zu diesem Zwecke habe ich analoge Messungsreihen mit demselben Apparat ausgeführt, wenn letzterer gar keine Flüssigkeit enthielt. Fig. 8 zeigt zunächst die Abhängigkeit des Stromes vom Plattenabstand. Man sieht, daß erstens der Effekt viel größer ist als bei Flüssigkeiten. Sodann erkennt man, daß bei allen Plattenabständen Sättigung vorhanden war. Man erhielt nahezu eine gerade Linie, da der Sättigungsstrom merklich proportional dem Luftvolumen zwischen den Elektroden sein mußte. Da man ja das Ionisierungsvermögen der α-Teilchen für den verwendeten Bereich (0 bis 1,2 mm) als konstant ansehen durfte, so hatte man den bereits 1896 von

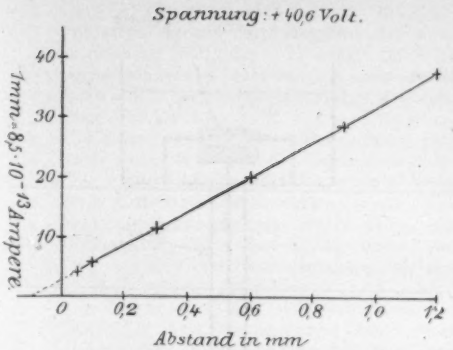


Fig. 8.

J. J. Thomson und Rutherford [1]) behandelten, für gleichmäßige Volumionisation gültigen Fall.

Es sei nebenbei darauf hingewiesen, daß die Gerade die Abszisse auf der negativen Verlängerung schneidet, was die früher schon betonte Tatsache bestätigt, daß alle Angaben des Plattenabstandes zufolge der verwendeten Einstellungsmethode zu klein ausfallen mußten. Der Fehler beträgt nach obiger Kurve gegen 0,1 mm.

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir noch, daß der natürliche Leitungsstrom in Luft, d. h. der Strom bei vorgelegtem Schieber, praktisch gleich null war.

Um zu zeigen, daß im Falle der Luftionisierung schon bei geringen elektrischen Feldern Sättigung erreicht war, fügen wir noch Fig. 9

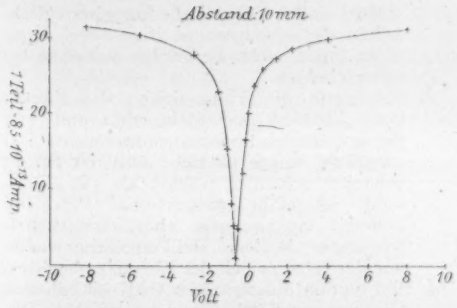


Fig. 9.

bei. Diese läßt erkennen, daß man schon bei etwa 50 [Volt/cm] nahezu den Maximalstrom hatte. Bemerkenswert ist noch der Umstand, daß der Strom nicht bei der Spannungsdifferenz 0 verschwindet, sondern bei ungefähr −0,6 Volt. Dies erklärt sich in einfacher Weise durch den Umstand, daß die beiden Elektroden, die ja aus zwei verschiedenen Metallen, nämlich aus Messing und Aluminium, bestanden, eine gewisse elektromotorische Kraft besitzen mußten. Die Elektroden bildeten gewissermaßen die Pole eines galvanischen Elements [1]), dessen elektromotorische Kraft Messing/*Al* +0,6 Volt betrug.

Verhältnis der Ionisierung in Flüssigkeiten und in Luft. Während nun diese Resultate bereits den Unterschied zwischen der Ionisierung in Flüssigkeiten und in Luft deutlich erkennen ließen, konnten sie andererseits doch keineswegs zu einem exakten Vergleich dienen. Einen solchen konnte man erst dann erhalten, wenn man eine bestimmte Anzahl α-Teilchen einmal in der Flüssigkeit, ein andermal in Luft zur vollständigen Absorption brachte und in beiden Fällen den Leitfähigkeitseffekt bestimmte.

Um die totale Luftionisierung zu messen, welche die α-Teilchen hinter dem *Al*-Fenster hervorriefen, wurde die Anordnung Fig. 10 ver-

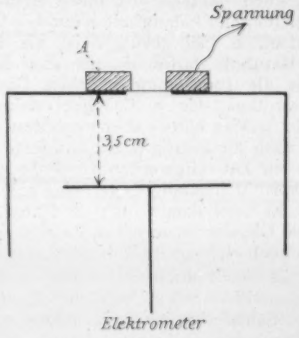


Fig. 10.

wendet. *A* ist das Aufsatzstück des Apparats, von dem hier nur der Messingring mit dem *Al* gezeichnet ist. Fig. 11 gibt die bei dieser Ver-

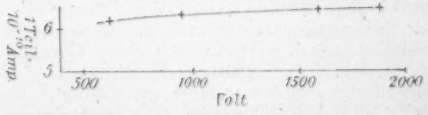


Fig. 11.

suchsanordnung erhaltene Stromkurve wieder, und zwar ist nur das in der Nähe der Sättigung liegende Stück gezeichnet. Vergleichen wir

1) J. J. Thomson u. E. Rutherford, Phil. Mag. **42**, 392, 1896.

1) Die Frage, worin die Wirkung solcher Gaszellen besteht, habe ich seinerzeit (Ann. d. Phys. **16**, 708, 1905) eingehend untersucht.

nun damit die mit Paraffinöl und Petroläther aufgenommenen Kurven, so bemerkt man ohne weiteres die Ähnlichkeit in der langsamen Ausbildung der vollkommenen Sättigung.

Aus der Kurve Fig. 11 kann man immerhin mit großer Annäherung als richtigen Maximalwert $6{,}5 \cdot 10^{-10}$ Ampere entnehmen. Bei Petroläther betrug andererseits der größte bei derselben Anzahl α-Teilchen gemessene Leitfähigkeitseffekt (Fig. 6) $3{,}2 \cdot 10^{-13}$ Ampere. Sofern in beiden Fällen die Ionen dieselbe Ladung tragen, so würde sich daraus ergeben, daß von einem α-Teilchen in Luft nahezu 2000mal mehr Ionen gebildet werden als in Petroläther. Etwas schwieriger liegen die Verhältnisse bei Paraffinöl. Hier haben wir überhaupt keine Sättigung erzielt. Nehmen wir den größten bei derselben Anordnung (d. h. bei derselben Lage des Poloniumpräparats) erhaltenen Wert, der ungefähr $5{,}8 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug, so ist das Verhältnis etwas über 1000, also von derselben Größenordnung wie für Petroläther.

Wenn die angegebenen Zahlen auch keine allzu große Genauigkeit beanspruchen dürfen, so geht doch deutlich aus ihnen hervor, daß die Ionisierung der Flüssigkeiten durch α-Strahlen außerordentlich viel geringer ist als in Luft. Dieses Resultat dürfte darum von Interesse sein, als die Ionisierung in allen Gasen bei Totalabsorption der α-Teilchen nahezu die gleiche ist[1]). Man hätte daher vermuten können, daß sie auch für Flüssigkeiten und feste Körper dieselbe sei. Die mitgeteilten Resultate sprechen nun offenbar vollständig gegen eine solche Auffassung. Es muß damit auch die Frage, inwieweit feste Dielektrika durch α-Strahlen ionisiert werden, noch dahingestellt bleiben.

Nun ist der Leitfähigkeitseffekt in Flüssigkeiten immerhin noch so beträchtlich, daß man ihn ohne Schwierigkeiten mit mäßig empfindlichen Apparaten nachweisen kann. Eine einfache Anordnung, wie man sie etwa zu einem Vorlesungsversuch verwenden kann, ist in Fig. 12 angegeben. Hier dient als obere Elektrode ein *Cu*-Streifen, der auf der einen Seite (vielleicht 2 qcm) mit Polonium belegt ist. Der Streifen wird isoliert über die kreisförmige Öffnung eines zur Erde abgeleiteten Schutzkastens gelegt. Die Isolation geschieht etwa durch einen Glimmerring, den man auf letzteren mittels weißen Siegellacks aufkittet. Unter der Öffnung befindet sich dann die zweite, zum Elektrometer mit Bronsonschaltung führende Elektrode. Das ganze Gefäß ist etwa mit Petroläther gefüllt.

Wenn man nun einmal die mit Polonium belegte und einmal die unbelegte Seite des *Cu*-Streifens über die Öffnung legt, so bekommt

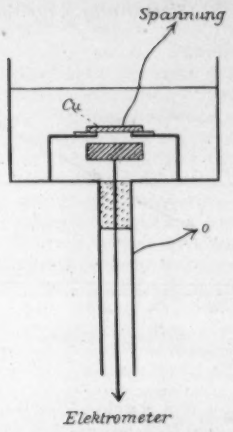


Fig. 12.

man im ersteren Fall einen beträchtlich stärkeren Strom. So habe ich bei meinem zu den früheren Messungen benutzten Poloniumpräparat Unterschiede von etwa 10^{-12} Ampere beobachtet.

Zusammenfassung. Zum Schluß seien nun noch kurz die Resultate der vorliegenden Arbeit zusammengefaßt.

1. Paraffinöl und Petroläther zeigen unter Wirkung der α-Strahlen eine Leitfähigkeitserhöhung. Damit haben wir ein Beispiel dafür, daß auch positive Strahlen flüssige Dielektrika zu ionisieren vermögen.
2. Die Leitfähigkeitserhöhung ist merklich unabhängig von der Stromrichtung. Dies spricht dafür, daß sich die Ionenbeweglichkeiten der erzeugten positiven und negativen Ionen nicht wesentlich voneinander unterscheiden.
3. Es wurde die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand der Elektroden und von der angelegten Spannung untersucht. Bei Paraffinöl zeigte es sich, daß der Strom zunächst schneller wächst als die Spannung (ungefähr proportional V^2), bei höheren Spannungen aber, umgekehrt, langsamer als diese. Bei Petroläther wurde nur der letztere Teil der Kurve beobachtet.
4. Bei beiden Flüssigkeiten tritt mit höheren Spannungen Sättigung der Leitfähigkeitserhöhung ein. Bei Paraffinöl konnte die Kurve jedoch nicht bis zur vollständigen Sättigung verfolgt werden, da bei elektrischen Feldern von etwa 10000 [Volt/cm] an noch unaufgeklärte Stromschwankungen die Messungen störten. Bei Petroläther wurde andererseits schon mit 400 [Volt/cm] deutliche Sättigung erzielt.

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. **11**, 617, 1906; **13**, 333, 1907. T. H. Laby, Proc. Roy. Soc. **79**, 205, 1907.

5. Der Effekt nähert sich mit zunehmender Potentialdifferenz nur langsam der vollkommenen Sättigung. Er zeigt demnach ein ähnliches Verhalten wie der durch α-Strahlen hervorgerufene Ionisierungsstrom in Luft.
6. Die definitive Leitfähigkeitserhöhung tritt nicht momentan mit der Bestrahlung ein. Sie erlangt bei Paraffinöl erst nach mehreren Minuten ihren vollen Wert. Die Anklingungskurve zeigt ferner die Eigentümlichkeit, daß der Effekt zuerst nur langsam und erst nach geraumer Zeit sich rascher seinem definitiven Werte nähert. Die Erscheinung ließ sich jedoch nur bei Paraffinöl und da auch nur bei kleinen elektrischen Feldern bez. bei größerem Plattenabstand (1 mm) beobachten. Bei dem leichtflüssigen Petroläther wurde die Erscheinung nicht festgestellt. Als wahrscheinliche Ursache für den allmählichen Stromanstieg wurde eine langsame Ausbildung der definitiven Ionenverteilung zwischen den Elektroden angeführt.
7. Sofern man nur schwache elektrische Felder verwendet, verschwindet bei Paraffinöl die Leitfähigkeitszunahme nach Aufhören der Bestrahlung erst nach einigen Minuten, bei starken elektrischen Feldern jedoch fast momentan. Bei Petroläther wurde stets ein rasches Verschwinden des Effekts beobachtet. Die Abklingungskurve nimmt im einzelnen einen durchaus analogen Verlauf wie die oben genannte Anklingungskurve.
8. Zum Vergleich wurden mit demselben Apparat die Abstands- und die Stromkurve auch für Luft aufgenommen. Desgleichen wurde das Verhältnis der Ionisierungseffekte in Flüssigkeiten und in Luft bestimmt. Danach erzeugt ein α-Teilchen bei vollkommener Absorption in Petroläther etwa 2000mal, in Paraffinöl etwa 1000mal weniger Ionen als in Luft.

Zürich, Physikal. Institut der Universität, Oktober 1909.

(Eingegangen 28. Oktober 1909.)

Bewegung „starrer" Körper und Relativitätstheorie.

Von G. Herglotz.

Zur Notiz des Herrn P. Ehrenfest über „Gleichförmige Rotation starrer Körper und Relativitätstheorie"[1]) sei es gestattet, folgende allgemeine Bemerkung hinzuzufügen:

Die von Herrn M. Born[1]) als Bedingungen der „Starrheit" aufgestellten sechs partiellen Differentialgleichungen können durch einfache geometrische Betrachtungen vollständig integriert werden[2]). Das Resultat läßt sich kurz dahin aussprechen, daß der so definierte „starre" Körper, allgemein zu reden, bloß eine dreifache Bewegungsfreiheit besitzt. Es ist nämlich seine Bewegung durch die willkürlich vorzuschreibende Bewegung eines einzigen seiner Punkte eindeutig festgelegt — ausgenommen den speziellen Fall, daß die „Weltlinie" dieses Punktes als „Schraubenlinie" vorgegeben ist. Soll ein Punkt insbesondere fest sein, so ist einzig eine gleichförmige Rotation des Körpers (und zwar dann als starr im gewöhnlichen Sinne) um eine feste durch den Punkt gehende Achse möglich, im Einklang mit der von Herrn P. Ehrenfest in so einfacher Weise dargetanen Tatsache, daß eine gleichförmige Rotation durch keinerlei Kräfte aus dem Ruhezustand heraus zu erzeugen ist.

1) Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909. Vgl. auch diese Zeitschr. **10**, 814, 1909.

2) Vgl. einen in den Ann. d. Phys. demnächst erscheinenden Aufsatz, nach dessen Niederschrift ich erst von der Notiz des Herrn P. Ehrenfest Kenntnis erhielt.

Leipzig, den 8. Dezember 1909.

(Eingegangen 11. Dezember 1909.)

Über den Ursprung der in der Atmosphäre vorhandenen γ-Strahlung.

Von Th. Wulf.

Die vorliegenden Untersuchungen waren bereits vollständig abgeschlossen, als die Berichte der von Kurz[1]) und Gockel[2]) zu Salzburg gehaltenen Vorträge erschienen. Da ich einige Fragen direkt experimentell angegriffen habe, die Kurz in mehr indirekter Weise behandelt, so glaube ich, daß meine Untersuchungen doch noch willkommen sein werden. Daß sich auf diesem Wege eine so vollkommene Übereinstimmung mit den teilweise auf ganz andern Methoden beruhenden Untersuchungen von Ebert und Kurz ergeben hat, ist ja um so erfreulicher.

Die früheren Angaben über die Absorption der äußeren Strahlung hatte ich, dem Beispiel anderer Forscher folgend, in Prozenten angegeben. Diese Bezeichnungsweise ist nicht zweckmäßig. Denn bekanntlich hängt die Ionisation in geschlossenen Gefäßen von den geringsten Spuren eindringender Emanation ab; und im Laufe dieser Untersuchungen überzeugte ich

1) Diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.

1) K. Kurz, diese Zeitschr. **10**, 834, 1909.

2) A. Gockel, diese Zeitschr. **10**, 845, 1909.

mich mehr und mehr davon, wie außerordentlich schwer es ist, bei starken Temperaturschwankungen die Lufterneuerung vollständig zu vermeiden. Die Angaben von Absorptionsversuchen in Prozenten schwanken aber mit der veränderlichen Gesamtstrahlung, während die Verminderung der Ionenzahl nicht davon abhängt. Eine Angabe in Prozenten kann daher nicht ohne weiteres auf andere Beobachtungen übertragen werden. So gibt sich aus meinen Angaben (Tabelle S. 156)[1]) ein Überschuß der Strahlung außerhalb der Höhlen über die Strahlung im Innern zu 6,7 Volt = 10,7 Ionen pro ccm und Sekunde. Herr Kurz hat offenbar 42 Proz. von dem Mittelwert meiner Angaben über die zeitlichen Schwankungen benutzt und so 12 Ionen pro ccm und Sekunde berechnet. Auch der Wert 10,7 ist für die Strahlung in den Höhlen noch etwas zu groß. Bei den ersten Beobachtungen waren die β-Strahlen nicht genügend abgehalten. Indes komme ich nach den sorgfältigsten Korrekturen doch gerade auf jene Zahl (10 Ionen pro ccm und Sekunde), die Kurz als Mittelwert aus meiner zu hohen und der von Mc Lennan[2]) angegebenen Zahl angenommen hat, so daß die schönen Überlegungen von Kurz auch numerisch mit meinen Beobachtungen im Einklang stehen bleiben.

Die gebrauchten Instrumente waren die früher[3]) beschriebenen. Meist wurden zwei, zeitweilig sogar drei Instrumente nebeneinander gebraucht. Es konnten so etwaige Störungen in einem Apparat, Ablesefehler u. dergl., sofort von reellen zeitlichen Schwankungen der Strahlung unterschieden werden. Bei Versuchen über den Einfluß des Ortes wurde Versuch und Gegenversuch zu gleicher Zeit gemacht, wodurch umgekehrt die zeitlichen Schwankungen herausfielen.

Im Laufe der Untersuchungen erwies es sich als sehr wünschenswert, einen Apparat einfach unter Wasser versenken zu können. Er wurde zu dem Zweck in einen festen Kasten aus verzinktem Eisenblech eingebaut und vollständig darin zugelötet. Zum Durchlassen des Lichtes waren zwei Fensterchen eingekittet, die unter Wasser noch durch eine Verschraubung geschützt wurden. Die Ladevorrichtung bewegte sich in einem gefetteten Schliffstück in der oberen Wand, beim Nichtgebrauch war sie gleichfalls noch einmal durch eine aufgeschraubte Kappe abgedichtet. Es konnte sich also die Luft in dem Vorraum schon nicht erneuern. Dieser Apparat hat mir viele Dienste geleistet. Auch der Einfluß der Temperaturschwankungen, die sonst leicht Luftströmungen in dem Elektrometer verursachten und die Fäden wandern machten beim Ablesen, wurde durch diese Doppelwand vollständig unterdrückt. Endlich zeigte es sich auch, daß bei den früheren Untersuchungen die β-Strahlen nicht vollständig ausgeschlossen gewesen waren, so daß die Werte durchweg etwas zu hoch ausfallen mußten, was mit diesem soliden Eisenkasten ebenfalls beseitigt wurde.

Ich habe bei diesen Untersuchungen, die in Deutschland, Holland und Belgien im Verlaufe des Sommers ausgeführt wurden, von allen Seiten die bereitwilligste Unterstützung gefunden, wofür auch an dieser Stelle allen herzlich gedankt sei.

Die Beobachtungen sind geordnet nach den Fragen, zu deren Beantwortung sie angestellt wurden. Selbstverständlich sind es nur Stichproben, gültig unter den gegenwärtigen Bedingungen; ähnliche Untersuchungen an andern Orten unter den verschiedensten geologischen Verhältnissen wären zur Vervollständigung des Bildes sehr wünschenswert.

I.

Wie groß ist der Betrag der Ionisation im Innern eines abgeschlossenen Luftraumes, der durch von außen kommende Strahlung erzeugt wird?

Hierher gehört zunächst die schon mehrfach beobachtete Tatsache, daß die Wände der Häuser selbst durchdringende Strahlen aussenden. Bei Gelegenheit der Beobachtungen in Deutschland, Holland und Belgien konnte das wiederholt bestätigt werden. Tabelle I gibt in der letzten Reihe den Überschuß der durchdringenden Strahlung im Zimmer über den im Freien erhaltenen Wert in Ionen pro ccm und Sekunde.

Tabelle I.

Strahlung der Wände von Gebäuden.

Ort	Material	Alter	Strahlung Ionen pro ccm u. Sekunde
Abtei Maria Laach bei Andernach a. Rh. . .	Vulkanisch Tuff	50 Jahre	13,7
Valkenburg, Colleg, Holland-L.	Ziegelsteine	15 „	5,7
Löwen, Colleg, Belgien	Ziegelsteine	—	8,0
Namur, Colleg N. D. de la paix, Belgien . . .	Ziegelsteine	ca. 100	3,7
Wynandsrade Kasteel, Holland	Ziegelsteine	200 Jahre	0,0

Nur in dem alten holländischen Kasteel Wynandsrade, vor fast 200 Jahren aus Ziegelsteinen erbaut, zeigte sich kein Unterschied in der Strahlung im Zimmer und im Freien. — Am stärksten war die Strahlung in Maria Laach in einem

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.
2) Mc Lennan, diese Zeitschrift **9**, 440, 1908.
3) Gockel u. Wulf, diese Zeitschr. **9**, 907, 1908; Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.

Flügel der Abtei, der vor etwa 50 Jahren aus vulkanischem Tuff gebaut war. Herr Professor Gockel, der gerade vergleichende Messungen an Gesteinen machte, fand denn auch eine Probe des Gesteins stärker aktiv, als es sonst Basalte zu sein pflegen. Es ergibt sich hieraus die Notwendigkeit, die Beobachtungen im Freien zu machen, oder wenigstens den Einfluß der Wände festzustellen, damit die Resultate mit denen anderer Forscher vergleichbar seien.

Um nun den Betrag zu finden, welcher draußen im Freien durch äußere Strahlung verursacht ist, muß man diese durch alle möglichen Mittel zu unterdrücken suchen. Die Differenz zeigt dann an, welcher Effekt sicher von außen erregt war. Schon früher hatte ich in den Kreidehöhlen, welche sich in der Nähe von Valkenburg (Holland-Limburg) befinden, eine bedeutende Verminderung der Gesamtstrahlung gefunden. Die Frage war also weiter, ob auch in diesen Kreidehöhlen sich noch γ-Strahlen feststellen lassen. Da einige Versuche mit dem Ebertschen Ionenzähler einen etwa zwölfmal so starken Ionengehalt als draußen ergeben hatten, mußte man auf reichen Emanationsgehalt der Höhlenluft schließen. Der Versuch, dieselbe nachzuweisen, war wegen der großen Feuchtigkeit anfangs ohne Erfolg. Die Drahtaktivierung mit Funkeninduktor und Akkumulatoren ist wegen des Transports recht umständlich. Schließlich gelang es mit Hilfe der Wasserbatterie nach Herweg[1]), die durch eine den Gockel-Haken nachgebildete Vorrichtung isoliert war, einen ausgespannten Draht drei Stunden lang auf —500 Volt geladen zu halten. Die Untersuchung erfolgte dann in einem befreundeten Hause am Ausgang. Es zeigte sich eine ganz enorme Aktivität, die in etwa vier Stunden vollständig verschwand. Bei Aufzeichnung der Resultate erhielt man eine auffallend reine Radiumkurve. Zum Vergleich wurde derselbe Draht mit derselben Batterie außerhalb der Höhle ebenfalls drei Stunden geladen und mit demselben Instrument untersucht. Die Aktivität war viel schwächer, konnte aber 30 Stunden lang verfolgt werden. Die Anfangsionisation kam zu 26 Proz. von Thorium. Die Radiumaktivität war nur 1:150 von der in der Höhle erhaltenen.

Für die Ebertsche Hypothese ist noch folgende Beobachtung von Interesse. Bei der beschriebenen Beobachtung herrschte fallender Luftdruck, in den letzten 24 Stunden sank das Barometer beständig, im ganzen um 8 mm. Eine zweite Beobachtung bei steigendem Luftdruck (6 mm innerhalb 24 Stunden) gab statt eine 150-, nur eine 108mal so starke Aktivität als draußen.

Nach Thoriumemanationen bzw. -induktionen in der Höhlenluft habe ich wiederholt und mit allen bekannten Mitteln gesucht, ohne je eine Spur zu finden.

Man mußte jedenfalls schließen, daß die Höhlenluft Radium *C* enthält, welches γ-Strahlen aussendet, und daß sich die äußere Strahlung also noch weiter würde herabsetzen lassen.

An einer Stelle befand sich in der Höhle ein ziemlich ausgedehnter Teich, dessen Wasser keine Radioaktivität erkennen ließ. Wurde der Apparat in das Wasser versenkt, so hatte die obere Wand eine etwa 50 cm dicke Wasserschicht über sich, und es zeigte sich die Strahlung noch weiter vermindert um 3,4 Ionen. In der Höhlenluft selbst war bei dieser dicken Eisenwand die Veränderung auf 6,6 Ionen zurückgegangen, so daß im ganzen die Verminderung im Wasser der Höhle gegen draußen 10 Ionen/ccm·sec betrug. Es ist also sicher erwiesen, daß die von außen eindringende Strahlung hier 10 Ionen erzeugte.

Tabelle II.

Absorption der durchdringenden Strahlung.

Ort	Material	Meter	Stunden	Ionendifferenz
Valkenburg, Holl.	Wasser in Kreidetuffhöhlen	20	12	10,0
	Wasser in gemauertem Bassin	1/2	26	8,0
Maria Laach, Rheinld.	Wasser des Laacher Sees	bis 12	15	7,3
Han-sur-Lesse, Belg.	Kalksteingrotte, Saal: La mystérieuse	100	3	9,5
Charleroy, Belg.	Kohlenbergwerk	983	1	2,2
Auvelais, Belg.	Kohlenbergwerk	200	2	0,7
Fleurus, Belg.	Barytgrube	20	1	5,1
Namur.	Wasser der Maas	2	3	6,5

Die Versuche wurden dann in einigen leicht erreichbaren Bergwerken und Höhlen Belgiens wiederholt. Alle Versuche, die äußere Strahlung durch Absorption zu bestimmen, sind in Tabelle II zusammengestellt. Die erste Zahlenreihe gibt die Dicke der absorbierenden Schicht, die zweite die gesamte Beobachtungsdauer, die letzte gibt die Verminderung der γ-Strahlung gegen das Mittel aus dem vorher und nachher draußen gefundenen Wert in Ionen pro ccm und Sekunde.

Die Beobachtung in der Grotte von Le Han-sur-Lesse (9,5) stimmt sehr gut mit den Versuchen in der holländischen Kreide.

Die Gesteine der Kohlenbergwerke senden offenbar γ-Strahlen aus, welche nicht ganz halb so stark sind als die der obersten Erdschicht.

Aus den Versuchen im Laacher See und in

1) J. Herweg, diese Zeitschr. **7**, 663, 1906.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **6**, 328, 1905.

der Maas geht wohl hervor, daß beide schwach aktives Wasser haben.

Bemerkenswert für die Geologie ist der Umstand, daß in der Barytgrube nur eine sehr schwache Strahlung gefunden wurde, während sonst Barium beim Ausfällen das Radium fast ganz mit sich reißt. Es muß sich also der Baryt aus sehr radiumarmen Lösungen niedergeschlagen haben.

II.

Kommt diese Strahlung aus der Luft (event. von der Sonne) oder aus dem Erdboden?

Bei der großen Verbreitung radioaktiver Stoffe ist es zwar von vornherein unwahrscheinlich, daß alle vorhandenen Strahlen aus einer scharf umgrenzten Quelle stammen. Da die Luft sowohl als der Erdboden Radiumemanation enthalten, so werden ihre Zerfallsprodukte auch γ-Strahlen in die unteren Schichten der Atmosphäre entsenden. Die Frage will daher zunächst so verstanden sein, welches die Quelle ist, aus der die Strahlen zum weitaus größten Teil kommen. Die Meinungen darüber gehen bekanntlich ziemlich weit auseinander. Meine Versuche weisen alle auf den Boden als Hauptquelle der γ-Strahlen. Die zahlreichen Beweise liegen darin, daß schon geringe Ortsunterschiede unter Umständen bedeutende Unterschiede der Strahlung aufweisen.

Schon McLennan hatte gefunden, daß die Strahlung auf dem Eise des Ontariosees um 6,3 Ionen pro ccm und Sekunde sank. Ich fand eine nahezu gleich starke Verminderung auf dem Laacher See in einem Badehaus nur etwa 40 m vom Ufer entfernt. In der Mitte des Sees, etwa 1 km von den Ufern aber war die Strahlung nicht mehr merklich geringer als in dem Badehause. Und als der Apparat dann in die Tiefe versenkt wurde, bis etwa 12 Meter tief, war die weitere Abnahme ebenfalls nur noch gering. Es schien also, daß schon eine viel weniger ausgedehnte Wasserfläche die Strahlung ebenfalls merklich schwächen würde. Das bestätigte sich zunächst auf einem Weiher in Wynandsrade, eine Stunde von hier, wo der Apparat nur 10 m von den Ufern entfernt auf einem Holzschragen stand. Dann ging ich an einen noch kleineren Weiher in unserm Garten, bei nur 3 m Uferabstand, ebenfalls mit unzweifelhaftem Erfolg. Endlich versuchte ich ein gemauertes Wasserbassin von 1 m² Querschnitt und 2 m Tiefe, und schließlich einen Steg über einen Graben von 70 cm Breite und 25 cm Tiefe. Tabelle III enthält eine Zusammenstellung dieser Resultate. Sie gibt nur die Mittelwerte der Differenz über dem Festland und über dem Wasser. Die in der vorletzten Reihe beigefügte Zahl der Beobachtungsstunden, über welche der Mittelwert sich erstreckt, gibt einen Anhalt für die Zuverlässigkeit desselben.

Tabelle III.

Verminderung der γ-Strahlung über Wasser.

Nr.	Beobachtungsort	Uferabstand m	Gesamtdauer Stunden	Differenz in Ionen cm³ sec
1	Laacher See (Rheinland) . . .	40	24	4,9
2	Wynandsrade, Holl., Apparat I	10	43	3,1
3	„ „ Apparat II	10	36	3,3
	Valkenburg:			
4	Colleg, Weiher, Apparat I	3	64	3,3
5	„ „ Apparat II	3	90	3,8
6	über Wasserbassin 1 m² × 2 m Apparat II	½	7	3,2
7	im Wasserbassin, oben schwebend	½	36	7,5
8	auf Steg über Wassergraben 70 cm breit, 25 cm tief .	¼	5	1,2

Wenn bei großen Seen die Möglichkeit, daß die Luft über dem Wasser einen andern Radiumgehalt hat als über Land, nicht von vornherein von der Hand zu weisen ist, so ist das bei so kleinen Flächen vollständig ausgeschlossen. Zum Überfluß war die Verminderung an Tagen mit Windstillen nicht größer als bei heftigem Wind. Man muß also schließen, daß die γ-Strahlung vorzugsweise vom Boden ausgeht. Bei der Beobachtung 7 war der Apparat ganz vom Wasser umgeben, ausgenommen nur die obere Fläche, während bei 6 die vier Seitenflächen ebenfalls frei wären. Die Differenz zwischen 6 und 7 gibt also ein Maß für die schräg von unten und seitwärts von einem etwa 15 m hohen Hügel ausgehende Strahlung.

Weitere Beweise für diese Behauptung liegen in den folgenden Beobachtungen, die jedoch weiter greifen.

III.

Da die Strahlung vom Boden ausgeht, kommt sie hauptsächlich von der Oberfläche (von den durch die negative Erdladung angehäuften Induktionen) oder aus dem Innern.

Zur Beantwortung einer ähnlichen Frage hat Strong[1]) in einer Höhle beobachtet mit dem Resultat, daß die Strahlung daselbst merklich abnahm, wie schon früher Elster und Geitel[2]) gefunden und neuerdings Verfasser bestätigte. Alle diese Beobachtungen würden also gegen die Erde als Strahlungsquelle sprechen. Indes sind sie für diese Frage nicht beweiskräftig, da für die Strahlen der Atmosphäre wegen der Absorption nur eine Schicht von höchstens einem Meter Dicke in Frage kommen kann, alle Höhlen und Bergwerke aber wesent-

1) W. W. Strong, diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **6**, 733, 1905.

lich tiefer liegen. Cooke[1]) hat den Apparat eingegraben und findet die Strahlung im Boden gerade so stark wie auf einem Grasplatze. Ich habe diese Versuche in der Weise wiederholt, daß auf einer Wiese der Rasen mit Erdreich entfernt und ein Loch ausgehoben wurde, in welches der Apparat versenkt und auch oben mit etwa 20 cm Bodenmaterial bedeckt wurde. Da die Oberflächeninduktionen mit dem Rasen entfernt waren, mußte die Strahlung jetzt schwächer werden oder wenigstens konstant bleiben, wenn die Oberflächeninduktion wesentlich daran beteiligt war. Es fand sich aber eine ganz bedeutende Zunahme der Strahlung, fast auf das Doppelte. Die vier Tage hindurch fortgesetzten Beobachtungen hatten beständig dasselbe Resultat. Tabelle IV enthält beispielsweise die Ablesungen in Ionen pro Sekunde für einen Tag.

Tabelle IV.

Zunahme der Strahlung im Innern der Erde.

Zeit	Verluste in Ionen pro Sekunde	
	auf dem Boden	im Boden
9—10 a.	25,3	—
10 a.—1 p.	—	30,8
1—3 p.	22,9	—
3—5 p.	—	29,3
5—6 p.	23,5	—
6—8 p.	—	30,2
8—9 p.	23,8	—
Mittel:	23,9	30,1

Die Differenz der Mittelwerte bedeutet einen Unterschied von 6,2 Ionen pro Sekunde. Wenn die Strahlung einzig aus dem Boden kommt, so mußte man mit Strong (l. c.) eine Verdoppelung erwarten beim Eingraben, falls der Versuch auf einer Ebene gemacht wird. Da bei meinem Versuch einerseits das strahlende Haus, andererseits in 40 m Entfernung ein Hügel sich erhob, mußte der Effekt geringer bleiben. Die Beobachtung wurde wiederholt zuerst auf einer anderen freier gelegenen Wiese, 10 Minuten entfernt. Das Resultat war eine noch stärkere Zunahme, nämlich um 7,8 Ionen. Dann wurden in Belgien zu Löwen und zu Namur die Versuche wiederholt, immer qualitativ mit demselben Resultat, daß die Hauptmasse der γ-Strahlen nicht von der Oberfläche, sondern vom Erdinnern ausgeht.

Aus dieser Beobachtung läßt sich ein Höchstbetrag für den Anteil der induzierten Aktivität an der Oberfläche berechnen. Der Strahlungseffekt an der Oberfläche beträgt 10 Ionen und setzt sich zusammen aus einem Teil, der durch Strahlen erzeugt ist, die aus dem Innern der Erde kommen (x), und einem Teil, der von der Oberfläche ausgeht (y). Im Innern ist der Gesamteffekt 7,8 Ionen stärker, also 17,8 Ionen. Man hat also

$$x + y = 10$$
$$2x = 17{,}8.$$

Also $x = 8{,}9$ Ionen aus dem Erdinnern, $y = 1{,}1$ Ionen von der Oberfläche. 1,1 Ionen ist ein Höchstwert, weil 1. die obere bedeckende Schicht bei dem Losgraben wohl von ihrer Aktivität verloren hatte; 2. die Wiese auch etwas vertieft lag. Der Versuch soll nächstens sorgfältiger und auf einer vollkommenen Ebene wiederholt werden.

Dieses Resultat wurde noch durch eine andere Beobachtung bestätigt. Die hiesige Kreide erwies sich nach verschiedentlich angestellten Messungen außerordentlich inaktiv. Wenn nun der Boden der Ausgangspunkt der γ-Strahlen ist, so mußte die Strahlung an Stellen, wo die Kreide aus dem Boden hervortritt, schwächer sein, als etwa über Ackererde, kommt sie aber vorzugsweise von den Induktionen der Oberfläche, so kann die Gesteinsart nur wenig Einfluß haben. Es fand sich ein Block von etwa 2 m Länge und Breite bei 1,5 m Höhe, dessen bemooste Oberfläche bewies, daß sie seit Jahren nicht verletzt war. Die Strahlung auf dem Block war 3,8 Ionen pro Sek. schwächer als auf einem mit Gras bewachsenen Erdhügel etwa 5 m entfernt. Es ist deshalb gar nicht auffallend, wenn z. B. Mc Lennan in Amerika eine merklich geringere Zahl findet (6,3) für die äußere Strahlung, als sie hier gefunden wurde.

Man sieht hier leicht, daß diese Resultate bei der starken Verschiedenheit des Radiumgehaltes in den verschiedenen Gesteinen einer weitgehenden Prüfung unterzogen werden können. Eine sehr wichtige Gegenprobe wäre im Luftballon zu machen. Da man nach Kurz[1]) für 80 m Luft eine Schwächung auf den halben Wert ansetzen darf, so muß man schon in 500 m Höhe ein praktisch vollständiges Verschwinden des Phänomens erwarten.

IV.

Sind diese oberen Erdschichten primär aktiv oder sekundär durch die Zerfallsprodukte einer Emanation, die aus tiefer gelegenen Schichten hervordringt?

Die Zerfallsprodukte des Thoriums können wegen der Kurzlebigkeit seiner Emanation nicht aus großen Tiefen stammen. Wo sich die Thoriumemanation in der Luft findet, da liegt das aktive Material in den obersten Schichten des Bodens. Beim Radium wäre auch der andere Fall denkbar, daß die Emanation aus größeren Tiefen, sei es durch Diffusion, sei es

1) H. L. Cooke, Proc. Cambridge Phil. Soc. **13**, 160, 1905.

1) K. Kurz, diese Zeitschr. 10, 834, 1909.

BERLIN COLLEGE LIBRARY

durch die beständige Bodenatmung, heraufkommt. Diese Frage kann natürlich noch weniger als die früheren durch einen Versuch allgemein entschieden werden. Es handelt sich nur um eine Stichprobe. Durch die Güte des Herrn Architekt Joosten konnte ich auf dessen Zementsteinfabrik zwei große Betonzylinder von 1 m Höhe und 1 m Durchmesser benutzen. Nachdem ein Vorversuch gezeigt, daß die 10 cm dicken Wände nichts ausstrahlen, sondern sogar einen Teil der gewöhnlichen Strahlung absorbieren, ließ ich einen Zylinder mit jenem Bodenmaterial füllen, das sich als γ-Strahlen aussendend erwiesen hatte. Nur in der Mitte blieb ein kleiner Raum frei zur Aufnahme des Apparats. Durch die dicken Zementwände war nun diese Erdmasse der Bodenatmung entzogen. Stammte daher die γ-Strahlung im Boden von den Zerfallsprodukten einer aus größeren Tiefen eingewanderten Emanation, so müßte sie jetzt abklingen. Zur Kontrolle wurde der Apparat stets vor und nach jedem Versuch in dem aufgefüllten Zylinder 1—2 Stunden in den leeren Zylinder gestellt. So hob sich der etwaige Einfluß der Luft, der Erdoberfläche und namentlich auch der Niederschläge heraus. Der Überschuß konnte nur von dem eingefüllten Material selbst stammen. Am ersten und besonders am zweiten Tage nach dem Einfüllen zeigte sich eine merklich geringere Strahlung, so daß ich schon an die verschwindende Emanation dachte. Am dritten Tage aber nahm die Strahlung wieder zu und erreichte am vierten wieder nahezu den Betrag, der sich auch im Boden selbst gezeigt hatte. Daraufhin wurde die Beobachtung fortgesetzt. Die erwartete Beständigkeit trat aber nicht ein, die Strahlung ging beständig auf und ab, der größte Wert (7,8) betrug mehr als das Doppelte des kleinsten (2,9). Die Beobachtung wurde (mit einigen Unterbrechungen) 41 Tage fortgesetzt.

Damit war zunächst die gestellte Frage entschieden, es handelte sich hier nicht um eingewanderte Emanation, sondern das radioaktive Material befand sich, wenigstens zum weitaus größten Teil, in dem Gefäß selbst, entstammte also der obersten Erdschicht von weniger als 1 m Tiefe. Folgendes sind die beobachteten Differenzen, die also als Strahlungen der Erdmasse angesehen werden müssen. Es wurden meist zwei Beobachtungen in dem gefüllten Zylinder gemacht, die durch drei Beobachtungen in dem leeren eingeschlossen waren.

Tage:	1	2	3	4	5	6	8
Ionen:	6,6	6,1	5,4	6,8	7,1	6,8	5,3
	6,3	3,6	5,6	7,6	7,1	7,1	4,3
Tage:	9	10	11	12	13	15	16
Ionen:	4,3	5,1	2,0	3,9	5,1	5,8	6,1
	4,1	5,8	3,9	4,6	4,6	6,1	5,6

Tage:	17	29	34	39	40	41
Ionen:	6,3	5,4	5,6	6,5	4,1	6,5
	—	5,8	6,1	4,9	4,4	4,6

V.

Die Versuche gaben aber noch ein anderes unerwartetes Resultat. Bei genauerer Betrachtung fiel es bald auf, daß die höchsten Strahlungen sich bei Regenwetter einstellten. Es wurden daher die Luftdrucke nach den offiziellen Berichten des holländ. meteorol. Instituts zu de Bilt mit den Werten verglichen, indem die Strahlungen zwischen 765—760, 759—755 mm Luftdruck usw. zu einem Mittelwert vereinigt wurden. Es ergab sich folgendes:

Tabelle 5.

Abhängigkeit der Bodenstrahlung vom Luftdruck.

Luftdruck	770—765	764—760	759—755	754—750
Strahlung	4,6	5,0	5,5	5,65
Zahl der Beobachtungen	9	15	8	3

Nachdem also alle Einflüsse von Luft und Regen durch die Versuchsanordnung ausgeschaltet waren, zeigte sich ganz sauber ein Einfluß des Luftdrucks, je niedriger der Luftdruck, desto stärker die Strahlung. Wir haben hier also den merkwürdigen Fall, daß sich die γ-Strahlung eines bestimmten Materials als vom Luftdruck abhängig erweist. Die Erklärung ist sehr einfach; sie ist schon von Prof. Ebert[1]) bei der Diskussion des Gockelschen Vortrags gegeben. Bei steigendem Luftdruck wird die emanationsreichere Luft in das Innere zurückgedrängt, die von den Zerfallsprodukten (besonders Radium *C*) ausgehenden γ-Strahlen werden durch die Erdmassen selbst in höherem Grade absorbiert und die Strahlung wird schwächer.

Es ist klar, von wie großer Bedeutung diese Beobachtung ist für die Erklärung der Schwankungen der γ-Strahlung in der Atmosphäre. Obwohl hier die ganze Luftbewegung sich in einer Erdschicht von etwas weniger als $^1/_2$ m abspielt, so kommt die dadurch erregte Schwankung der γ-Strahlung doch zu einer Höhe, welche mit der in der Atmosphäre beobachteten von derselben Größenordnung ist. Das heißt aber: es ist hiermit direkt nachgewiesen, daß die dem Erdreich entstammende Strahlung Schwankungen mit dem Luftdruck zeigt, und daß die Schwankungen von Luftdruck (und Temperatur) hinreichen, um die tatsächlich beobachteten Schwankungen der γ-Strahlung zu erklären.

1) H. Ebert, diese Zeitschr. **10**, 847, 1909.

Man könnte diese Frage nach dem Ursprung der Schwankungen der γ-Strahlen auch direkt angreifen. Da ich selbst vorläufig keine Gelegenheit zu dieser Untersuchung habe, so werden vielleicht andere in der günstigen Lage sein. Man brauchte nur auf ausgedehnten Wasser-, Eis- oder Gletscherflächen zu untersuchen, ob die γ-Strahlung ihre periodischen Schwankungen beibehält oder nicht. Wenn die Schwankung in den vom Boden ausgehenden Strahlen liegt, so muß sie bei einer Uferdistanz von etwa 500 m fast vollständig verschwinden. Ich habe im August und September Versuche auf dem kleinen Weiher in unserem Garten gemacht (Uferdistanz 3 m). Die Mittelwerte der Amplituden aus 12 ungestörten Tagen waren „Auf See" und „Am See" merklich gleich. Indes beweisen diese Versuche für einen so außerordentlich kleinen Effekt bei der geringen Uferdistanz nichts.

VI.

Kommt nicht wenigstens ein nachweisbarer Teil der in den unteren Schichten der Atmosphäre beobachteten γ-Strahlung aus der Luft selbst?

Wenn man zunächst beachtet, daß die Höhlenluft, die vielmal (100 mal?) reicher an Emanation ist, doch so geringe Mengen γ-Strahlen aussendet (3—4 Ionen), so kommt man für die freie Luft auch auf diesem Wege zu den kleinen Werten, die schon Eve[1]) 1906 berechnete (0,06—0,22). Da aber trotzdem der atmosphärische Ursprung der γ-Strahlen in der Literatur noch vertreten wird, so habe ich einige Versuche unternommen, um etwaige aus der Luft kommende Strahlen direkt nachzuweisen. Der Apparat wurde in den Boden eingegraben und oben mit einem Wasserfaß verdeckt. War das Faß leer, so konnten die Strahlen aus der Luft in das Innere des Elektrometers eindringen, war es gefüllt, so wurden sie zum größten Teil absorbiert. Es ergab sich folgendes:

Mit Strahlung von oben	19,4	19,2	20,2
Mittel: 19,6 Volt.			
Ohne Strahlung von oben	19,0	19,6	19,6
Mittel: 19,4 Volt.			

Man findet wirklich eine geringe Verminderung von 0,2 Volt/Stunde = 0,3 Ionen/Sek., indes liegt der Effekt an der Grenze dessen, was sich mit Bestimmtheit beobachten läßt.

Eine andere Versuchsreihe wurde an dem gemauerten Wasserbassin gemacht mit senkrechten Wänden. Einmal wurde der Apparat so weit eingetaucht, daß nur die obere Wand von Wasser frei blieb. Strahlen aus der Luft konnten also eindringen. Ein anderes Mal war die obere Wand ca. 1 m unter Wasser und die Strahlen von oben wurden fast vollständig absorbiert, wenn sie existierten.

Es zeigte sich im Mittel aus 15 Beobachtungsstunden eine Differenz von 0,3 Volt pro Stunde, also ebenfalls ein Wert, der an der Grenze des sicher Nachweisbaren liegt. Und man muß noch die Möglichkeit offen lassen, daß er durch sehr schief seitwärts eintreffende Strahlen, welche das Elektrometer oben im Wasser erreichen, bewirkt ist.

Es sind auch seit einem Jahr die Beobachtungen über die zeitlichen Schwankungen zugleich mit Registrierungen des Potentialgefälles ununterbrochen fortgesetzt, worüber demnächst soll berichtet werden.

Man kann den Inhalt dieser Arbeit kurz so zusammenfassen. Es wird über Versuche berichtet, welche beweisen, daß an dem Beobachtungsort die durchdringende Strahlung von primär radioaktiven Substanzen verursacht wird, welche in den obersten Erdschichten liegen, bis etwa 1 m unter der Oberfläche.

Wenn ein Teil der Strahlung aus der Atmosphäre stammt, so ist er doch so klein, daß er sich mit den gebrauchten Mitteln nicht nachweisen ließ.

Die zeitlichen Schwankungen in der γ-Strahlung können erklärt werden durch Verschieben der emanationsreicheren Luftmassen in der Erde in größere oder geringere Tiefen durch die Schwankungen des Luftdrucks.

Valkenburg, Phys. Inst. des Ignat.-Coll., November 1909.

(Eingegangen 24. November 1909.)

1) A. S. Eve, Phil. Mag. (6) **12**, 189, 1906; Fortschr. d. Phys. **62**, II, 203, 1907.

Photographische Wirkung einer gebrannten Holzfläche sowie einiger Flüssigkeiten. (Photographic Action of a Scorched Surface of Wood and Some Liquids.)

Von D. Isitani.

W. J. Russell hat gefunden, daß viele Hölzer und Fasern im Dunkeln auf eine photographische Platte einwirken, wenn sie mit dieser in Berührung oder in kurzen Abstand von ihr gebracht werden. Er schreibt dies der Wirkung von H_2O_2 zu, das von den im Holze enthaltenen harzigen Substanzen erzeugt würde. Die Wirkung wird durch verschiedene Einflüsse gesteigert, z. B. wenn man das Holz intensiver Belichtung aussetzt, oder wenn man die ganze Anordnung auf eine hohe Temperatur bringt. Russell erhielt viele Bilder durch achtzehnstündige Exposition bei 55° C.

Als ich die photographische Wirksamkeit gewisser radioaktiver Substanzen untersuchte, bemerkte ich, daß die photographische Wirksamkeit von Holz im allgemeinen erhöht wird, wenn man seine Oberfläche anbrennt. Die Versuche werden zwar noch fortgesetzt, doch will ich hier einige der bislang erhaltenen Ergebnisse mitteilen.

Ich habe mehrere Hölzer und Gras, sowie einige Papiersorten untersucht. Sie ergaben sämtlich bei siebentägiger Exposition bei gewöhnlicher Temperatur kein oder nur ein sehr schwaches schwarzes Bild. Wenn ich aber die Oberfläche anbrannte, so gaben sie unter denselben Bedingungen mehr oder minder intensive Bilder, und zwar waren die Jahresringe besonders aktiv (siehe Fig. 1[1]). Zu stark getrocknetes Holz schien für den Versuch nicht geeignet zu sein.

Ein Stück Holz wurde geschnitten und glatt gehobelt. Dann brannte ich eine seiner Flächen durch Berührung mit einem erhitzten Metall und ließ sie im Zimmer abkühlen. Darauf brachte ich sie im Dunkeln bei gewöhnlicher Temperatur auf die lichtempfindliche Platte; die Expositionsdauer betrug dabei gewöhnlich eine Woche, in einigen Fällen zwei bis drei Wochen. Die Methode, das Holz zu erhitzen, war indessen belanglos; ein gegebenes Holz lieferte dasselbe Ergebnis, ob es mit einem Kohlenfeuer, einer Bunsenflamme oder einem erhitzten Metall angebrannt worden war. Als empfindliche Platte diente die Spezialplatte für Porträt- und Landschaftsaufnahmen von Marion, Aktinograph Nr. 100.

Das Bild wurde erhalten, wenn die aktive Fläche mit der lichtempfindlichen Schicht der Platte zur Berührung oder in kurzen Abstand von ihr gebracht wurde; dabei wurde das Prüfstück auf die Platte gelegt, oder umgekehrt. Es scheint, daß eine dünne Luftschicht für die Wirkung erforderlich ist, denn eine Stelle, die in zu enger Berührung war, zeigte keine Wirkung. Die wirksamste Entfernung mag von der Größenordnung von wenigen Zehntelmillimetern sein. Wenn der Abstand vergrößert wurde, so wurde das Bild weniger intensiv und breiter, und die Ränder wurden verwaschen (siehe Fig. 2). Bei einem Abstand von mehr als 1 cm ergab sich selbst bei einer Expositionsdauer von zwei bis drei Wochen kein Bild.

Der Sitz der Wirkung scheint in der Übergangsschicht zwischen Holz und Kohle zu liegen. Das von der gebrannten Fläche abgekratzte Pulver von verkohltem Holz war aktiv (siehe Fig. 3), während gewöhnliche Holzkohle gänzlich inaktiv war. Wenn die Dicke der verkohlten Schicht zu dick war, so war das Bild schwach. Punkte, Striche und Spalten auf der gebrannten Oberfläche bildeten sich sehr deutlich ab, wenn die Entfernung von der Platte verhältnismäßig gering war (siehe Fig. 4).

Die Wirkung wurde durch Stanniol- und Aluminiumfolie, durch dünne Zelluloid- und Glasschichten vollständig aufgehalten, ging aber durch verhältnismäßig dicke Schichten von Löschpapier und gewöhnlichem Papier hindurch. Wenn ein Drahtnetz zwischen Holz und Platte eingeschaltet wurde, so war sein Schatten in kurzer Entfernung sichtbar; Stanniolfolie mit zahlreichen kleinen Löchern lieferte dasselbe Ergebnis.

Mangansuperoxydpulver beeinträchtigte die Wirkung stark, selbst wenn es sehr dünn auf die Fläche aufgestreut wurde. Sand und Metallfeilicht in hinreichend dicken Schichten hielten die Wirkung auf. Aluminiumpulver verhält sich etwas anders: Wenn es nämlich in genügend dicker Schicht auf die Fläche aufgestreut war, so verminderte oder unterbrach es die Wirkung; dagegen verstärkte es die Wirkung sehr, wenn die Schicht dünn war. Das zu dem Versuch benutzte Pulver zeigte keine photographische Wirksamkeit; es war nicht frisch und rein, und seine Oberfläche war oxydiert.

Die Wirkung ist diffus; sie breitet sich nicht geradlinig von einem Punkte der aktiven Fläche zur photographischen Platte hin aus. Die oben erwähnte Tatsache, daß die Wirkung durch die dünne Glasplatte gehemmt wurde, zeigt, daß die Erscheinung nicht auf irgendwelchem Agens von Lichtnatur beruht; der Umstand dagegen, daß die Wirkung Papier durchdringt, weist darauf hin, daß sie diffus ist. Andererseits läßt sich der Umstand, daß die Wirkung der gebrannten Fläche durch dünn aufgestreutes Aluminiumpulver verstärkt wurde, durch die Annahme, daß sie Strahlen zuzuschreiben sei, die direkt von der Oberfläche ausgehen, nicht erklären; es sei denn, daß man annimmt, es werde eine Art sekundärer Strahlung von dem Pulver erregt.

Um über diesen Punkt eine bündige Entscheidung herbeizuführen, benutzte ich folgende Anordnungen: Ich klebte zwei Streifen dünner Stanniolfolie parallel zueinander über eine angebrannte Fläche, so daß zwischen ihnen ein schmales, gerades aktives Stück blieb. Zwischen die Oberfläche und die lichtempfindliche Platte brachte ich einen Spalt aus Stanniolfolie in solcher Stellung an, daß er zu dem geraden aktiven Stück parallel, aber ganz gegen dieses verschoben war (siehe Fig. 5). Um die Wirkung

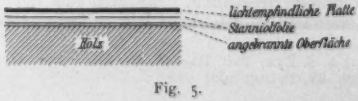


Fig. 5.

[1]) Die Figuren 1—4 und 7—8 befinden sich auf Tafel XXVI.

des Stanniols zu vermeiden, stellte ich die Spaltränder nicht durch Schneiden, sondern durch Umbiegen der Folie her. Um die Lage eines Punktes im Bilde mit der Lage des entsprechenden Punktes auf dem Holze vergleichen zu können, brachte ich kleine an dem Holze befestigte aktive Flächen mit der Platte in Berührung. Es zeigte sich, daß das Bild des Spaltes stärker nach der Seite hin verbreitert war, auf welcher unten das aktive Stück lag, also umgekehrt, wie es unter der Annahme von Strahlen zu erwarten sein würde.

Für den zweiten Versuch legte ich drei Streifen Zelluloid oder Stanniolfolie über die aktive Fläche in kleinen, aber verschiedenen Abständen von dieser, und zwar so, daß die oberste und die unterste auf der einen und die mittlere auf der anderen Seite lagen. Ihre über der aktiven Fläche liegenden Kanten brachte ich in dieselbe Vertikalebene, so daß die aktive Fläche von oben her nicht sichtbar war (vergl. Fig. 6). Über die Streifen legte ich eine licht-

Fig. 6.

empfindliche Platte, und ich erhielt ein Bild in Gestalt einer schmalen geraden Linie an einer Stelle, die der Kante der obersten Folie entsprach. Das Ergebnis führt zu dem Schlusse, daß die Wirkung eine diffuse ist. Bei diesen Anordnungen war es nicht zu vermeiden, die Entfernung zwischen der gebrannten Oberfläche und der lichtempfindlichen Platte zu vergrößern. Daher sind die erhaltenen Bilder notgedrungen nicht von tiefer Farbe; immerhin sind sie tief genug, um uns zu gestatten, gewisse entscheidende Schlüsse aus ihnen zu ziehen.

Wasser und Alkohol brachten, wenn sie auf die aktive Fläche aufgetragen wurden, unmittelbar bevor diese in geringe Entfernung von einer photographischen Platte gelegt wurde, keine Wirkung hervor. Dagegen steigerte Glyzerin die Wirkung ein wenig. Pyrogallol steigerte im allgemeinen die Dunkelheit des Bildes; wenn aber das nur von der gebrannten Fläche herrührende Bild schwach war, so war seine Farbe gelblich grau. Diese letztere Farbe war vermutlich die Wirkung des Pyrogallols. Wenn ich nämlich eine lichtempfindliche Platte in einigem Abstande auf ein Gefäß legte, das die Lösung enthielt, so erschien beim Entwickeln der Platte ein Bild von derselben Farbe. Festes Pyrogallol behinderte die Aktivität nicht merklich, wenn es in dünner Schicht auf die aktive Fläche gestreut wurde. Dagegen ergaben Figuren, die mit einer konzentrierten Lösung auf die aktive Fläche gezeichnet und dann getrocknet waren, einen weniger aktiven Abdruck auf der Platte, wenn die Fläche mit dieser in Berührung gebracht wurde.

Kalilauge hemmte die Wirkung, wenn sie auf die Fläche oder in deren Nähe gebracht wurde. Es mag bemerkt werden, daß Graetz[1]) mit KOH-Lösung kein Bild erhielt, als er die photographische Wirkung von OH untersuchen wollte, von der Ansicht ausgehend, daß dieses aus der Lösung diffundiert.

Auf die Fläche gebrachte wäßrige Ammoniaklösung erhöhte die Intensität der Farbe des Bildes. Bekanntlich wirkt die Flüssigkeit selbst auf die lichtempfindliche Platte. Ich stellte ein kleines Becherglas mit Ammoniaklösung unter eine Platte oder in deren Nähe; die lichtempfindliche Schicht der Platte war dabei abwärts gekehrt, und das Ganze wurde im Dunkeln in eine hölzerne Kiste gestellt. Als ich die Platte entwickelte, fand ich, daß sie im ganzen dunkel geworden war mit einem sehr intensiven schwarzen Bilde des Becherglases, das von einem inaktiven Gürtel umgeben war (siehe Fig. 7). Wenn ich dagegen das Becherglas auf die Glasseite der Platte stellte, deren lichtempfindiiche Schicht nach unten gekehrt war, so wurde die Stelle, welche der Stellung des Becherglases entsprach, weniger stark verdunkelt. Wenn ich andererseits ein Becherglas mit Ammoniaklösung auf die Glasseite der Platte oder in deren Nähe stellte und eine gewöhnliche Holzfläche in geringer Entfernung unter die Schichtseite legte, so war das Bild des Holzes sehr intensiv. Wenn das Holzstück durch ein angekohltes Holz in derselben Lage ersetzt wurde, dessen angebrannte Fläche aufwärts oder seitwärts gekehrt war und die Platte nicht berührte, so wurde die Wirkung der Ammoniaklösung auf die Platte dadurch sehr behindert (siehe Fig. 8).

1) Diese Zeitschr. **4**, 271, 1903.

Physikalisches Laboratorium der Kaiserlichen Universität Tokyo, 4. Oktober 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Oktober 1909.)

Zur Widerstandsberechnung mischkristallfreier Legierungen.

Von Karl Lichtenecker.

W. Guertler[1]) weist darauf hin, daß die Berechnung des Widerstandes eines Konglome-

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **5**, 17, 1908; vergl. ferner Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 397—433, 1906, woselbst Literaturbericht und Zeitschr. f. anorg. Chem. **54**, 58—88, 1907; Phys. Zeitschr. **9**, 29, 1908.

rates etwa schachbrettartig angeordneter Würfel aus zwei verschiedenen Metallen zwei verschiedene Werte liefert, wenn man den Körper einmal nach Platten und ein zweites Mal nach Stäben zerlegt denkt. Sind w_1 und w_2 die Leitungswiderstände der einzelnen Würfel beider Bestandteile, so ergibt sich der Widerstand eines rechtwinkligen prismatischen Körpers vom Querschnitte q und von der Länge l bei Berechnung nach Längsstäben $= \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2}$ bei Berechnung nach Querplatten $= \frac{l}{q} \cdot \frac{2 w_1 w_2}{w_1 + w_2}$.

Die Ursache hiervon liegt darin, daß Stromfaden und Äquipotentialflächen im Innern des Leiters nicht mit den Begrenzungsflächen der einzelnen Würfel zusammenfallen, sondern etwa so verlaufen, wie es nachstehende Fig. 1 im Durchschnitte veranschaulicht.

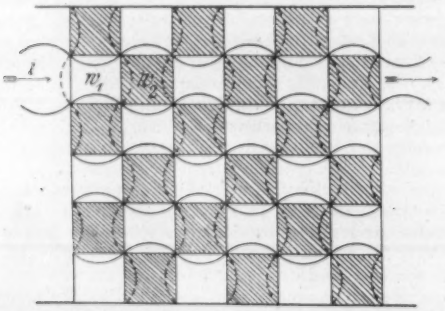


Fig. 1.

Guertler[1]) fährt fort: „Die Berechnung des Widerstandes einer Legierung unter Ausschluß sekundärer Erscheinungen stellt sich demnach als ein kompliziertes und bislang ungelöstes mathematisches Problem heraus. Die Lösung desselben wäre von außerordentlichem Wert, da nicht allein die exakten Gesetze der Abhängigkeit des Mischkristallwiderstandes — von denen fraglos sehr wertvolle Aufklärungen über das Wesen des metallischen Zustandes zu erwarten sind — ohne Erfüllung der obigen Vorbedingung gar nicht konstruierbar sind, andererseits dasselbe Problem auch für die spezifischen Widerstände gemischter Metallschmelzen, gemischter Gase oder gemischter Elektrolyte usw. die gleiche Bedeutung hat."

Im nachfolgenden soll unter einfachen Annahmen der Leitungswiderstand eines solchen Konglomerates näherungsweise berechnet werden. Die zwischen den Materialgrenzen einerseits und den Strömungs-, bzw. Äquipotentialflächen andererseits liegenden Gebiete sind kongruente flache Segmente, für die bei der Berechnung parallelepipedische Platten gleichen Widerstandes substituiert werden, welch letztere mit den im Inneren der Materialgrenzen liegenden Gebieten in Neben- bzw. Hintereinanderschaltung stehen. d_1 sei der Widerstand des Gebietes in dem durch den Index 1 bezeichneten Bestandteil, in welches der Stromfaden i über die Materialgrenze hinaus übergreift. Die Leitfähigkeit im ersten Stück des betrachteten Stromfadens ist dann $\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}$, im zweiten Stück $\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}$; der Widerstand des ganzen Stromfadens von der Länge l demnach

$$\left(\frac{1}{\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}} + \frac{1}{\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}} \right) \frac{l}{2}$$

und der Gesamtwiderstand des prismatischen Leiters ist

$$W = \left(\frac{1}{\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}} + \frac{1}{\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}} \right) \frac{l}{2q}$$

oder umgeformt

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{w_1}{d_1}\right)\left(1 + \frac{w_2}{d_1}\right)}.$$

Ist h die Höhe einer parallelepipedischen Platte — gemessen an der Würfelkante als Längeneinheit —, die denselben Widerstand hat, wie eine der vier krummflächig begrenzten Räume, in die der Stromfaden über die Materialgrenze hinaus eindringt, so ist

$$d_1 = \frac{w_1}{4h},$$

somit

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2} \cdot \frac{1}{1 + 4\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)h - 16\frac{w_2}{w_1} \cdot h^2} \quad (1)$$

Damit ist der Widerstand, nach Stromfäden berechnet, angegeben. Wie man sieht, unterscheidet er sich durch den Faktor

$$\frac{1}{1 + 4\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)h - 16\frac{w_2}{w_1} \cdot h^2}$$

von dem nach Längsstäben ohne Rücksicht auf die Überschreitung der Materialgrenzen berechneten Leitungswiderstande.

Nun soll der Widerstand desselben Konglomerates nach Äquipotentialschichten berechnet werden. Der Widerstand des Raumes in dem mit Index 2 bezeichneten Materiale zwischen der Äquipotentialschicht und den Materialgrenzen werde analog bezeichnet mit d_2; der Widerstand zweier benachbarter Elemente derselben

[1]) Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 5. 37. 1908.

Äquipotentialschicht ist $w_2 - d_2$, beziehungsweise $w_1 + d_2$. Die Leitfähigkeit der ganzen Schicht ist dann $\left(\frac{1}{w_2 - d_2} + \frac{1}{w_1 + d_2}\right)\frac{q}{2}$ und der Gesamtwiderstand des aus l Schichten bestehenden Leiters ist

$$W = \frac{(w_2 - d_2)(w_1 + d_2)}{w_1 + w_2} \cdot \frac{2\,l}{q},$$

oder, wenn man für d_2 den Wert $2\,w_2 h$ einsetzt,

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{2\,w_1 w_2}{w_1 + w_2}\left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right) \quad (2)$$

Man erhält diesmal den nach Platten berechneten Widerstand, multipliziert mit dem Korrektionsfaktor $\left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)$. Die Gleichsetzung der beiden Ausdrücke (1) und (2) für W liefert eine Gleichung 4. Grades zur Bestimmung von h:

$$\frac{(w_1 + w_2)^2}{4\,w_1 w_2} = \left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)\left(1 + 4h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)$$

oder $\frac{w_2}{w_1} = v$ gesetzt,

$$\frac{1}{4}\left(v + 2 + \frac{1}{v}\right) = (1 + 2(v-1)h - 4vh^2)(1 + 4(v-1)h - 16vh^2).$$

Die Gleichung enthält nur das Verhältnis v der beiden Widerstände; h ist von der Größe der Partikel des Konglomerats unabhängig. Ist die Verschiedenheit der spezifischen Widerstände der beiden Bestandteile nicht gar zu bedeutend — und nur unter dieser Voraussetzung hat die angestellte Näherungsrechnung eine Berechtigung —, so erhält man h hinreichend genau schon bei Vernachlässigung der Glieder des 3. und 4. Grades aus der quadratischen Gleichung:

$$\frac{1}{4}\left(v - 2 + \frac{1}{v}\right) = 6(v-1)h + (8v^2 - 36v + 8)h^2.$$

Die Tabelle 1 zeigt die Abweichungen der Wurzeln h der Gleichung 4. Grades und der verkürzten quadratischen Gleichung. Der Fehler bleibt für $v \leqq 2$ unterhalb 1 Proz.

Tabelle I.

$v = \frac{w_2}{w_1}$	h Gl. 2. Gr.	h Gl. 4. Gr.
1	0,00000	0,00000
1,25	00995	
1,5	01640	0,01647
1,75	02079	
2	02387	0,0241
2,5	02773	
3	02986	0,0305

Anwendung auf den Widerstand von Metallegierungen.

Die Legierungen von Metallen, die keine Mischkristallbildungen und andere sekundäre Erscheinungen aufweisen, zeigen bezüglich ihres Leitungswiderstandes normales Verhalten; d. h. der Leitungswiderstand ist angenähert eine lineare Funktion des Volumenprozent-Gehaltes. Doch macht sich eine Abweichung in dem Sinne geltend, daß der beobachtete Widerstand kleiner ausfällt als der nach der einfachen Mischungsregel berechnete (siehe Fig. 2). Der

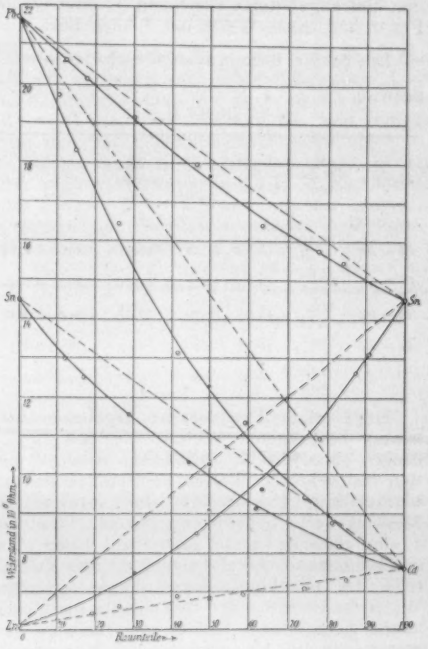


Fig. 2.

Verfasser legte sich die Frage vor, ob diese Abweichungen sich aus dem Vorstehenden ableiten lassen. Als mischkristallfrei kommen in Betracht die Legierungen der Metalle Blei, Zinn, Cadmium und Zink, also 6 Kombinationen, die schon Matthiessen [1]) untersuchte. (Mit Ausnahme der Legierung *Pb—Zn*.) In Tabelle 2 sind die spezifischen Widerstände, ausgedrückt in Milliontel Ohm für den ccm-Würfel, angegeben. Zur Umrechnung der Leitfähigkeit wurde nach dem Vorgange der Tafeln von

1) A. Matthiessen, Pogg. Ann. **103**, 428, 1858; **110**, 190, 1860; **122**, 19, 1864.

Landolt und Börnstein die Leitfähigkeit des hartgezogenen Silbers (100) gleich $60 \cdot 10^4 \frac{1}{\Omega}$ gesetzt. Die Werte sind, um größere Temperaturkorrekturen möglichst zu vermeiden, auf 20° C bezogen und es bedeutet:

W_{linear} den Widerstand, der sich nach dem linearen Gesetze für gleiche Volumprozente ergeben würde,

$W_{\text{beobachtet}}$ den Widerstand, der sich aus den Kurven Fig. 2 nach Matthiessens Messungen ergibt,

$W_{\text{gerechnet}}$ den Widerstand, gerechnet aus der hier abgeleiteten Gleichung (1) oder (2); in Fig. 2 sind diese Werte mit * bezeichnet.

Die beiden letzten Spalten enthalten $v = \frac{w_2}{w_1}$ bezw. h.

Tabelle II.

	W der Bestandteile	W linear	W beobachtet	W gerechnet	$v = \frac{w_2}{w_1}$	h
$Pb - Sn$	21,68 / 14,51	18,20	17,58	17,65	1,494	0,0164
$Pb - Cd$	21,68 / 7,58	14,63	12,18	12,24	2,860	0,0299
$Sn - Cd$	14,51 / 7,58	11,05	10,00	10,31	1,914	0,0232
$Sn - Zn$	14,51 / 6,14	10,33	8,80	9,17	2,363	0,0272
$Cd - Zn$	7,58 / 6,14	6,86	6,86[1])	6,81	1,234	0,0093

Ergebnis. Die aus der gegebenen Ableitung berechneten Widerstände von Legierungen ohne Mischkristallbildung stimmen mit den beobachteten Werten im Hinblick auf die beträchtliche Unsicherheit der verwendeten Messungswerte befriedigend überein. Damit ist 1. eine einfache Formel angegeben, womit man den Widerstand einer Legierung gleicher Volumteile des mischkristallfreien Typus aus den Widerstandswerten der Bestandteile berechnen kann; 2. in hohem Grade wahrscheinlich gemacht, daß die Abweichungen des Widerstands mischkristallfreier Legierungen vom linearen Gesetz tatsächlich von den Schwankungen des Stromfadenquerschnitts im Innern des inhomogenen Leiters herrühren; 3. für Legierungen mit Mischkristallbildung eine genauere Trennung des Widerstandes in den primären und den sekundären (Mischkristallwiderstand) ermöglicht.

1) Die Abweichungen vom linearen Gesetz sind hier zu gering, als daß sie bei den Messungen hervortreten würden.

Reichenberg, im September 1909.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Mathematische Untersuchung und Verbesserung der Winddruckregistrierapparate System „Dines".

Von Aurel v. Büky.

Der Dines-Winddruckregistrierapparat wird hauptsächlich zur Registrierung plötzlicher Windstöße für sehr geeignet gehalten.

Soviel ich weiß, hat man bisher noch nirgends probiert, die in diesem physikalisch ziemlich komplizierten Apparate sich abspielenden Erscheinungen zu verfolgen, und gründlich zu untersuchen.

Der Zweck des Dinesapparates wäre der, daß er die plötzlichen Sprünge registriere. Darum blieb ich sehr oft vor dem Instrumente konsterniert stehen, als es auf solche Windstöße, die das ganze Observatorium beinahe bis zum Grunde erschütterten, nur sehr langsam reagierte, und der Windstoß sich schon gänzlich setzte, aber die Schreibfeder sich noch immer aufwärts bewegte.

Mit einem Worte: unser Instrument zeigte uns mit seinen eigentümlichen zickzackartigen Diagrammen nur, ob der Wind relativ stark oder schwach sei.

Die Stärke der Dauer usw. der Stöße konnte man nicht einmal annähernd daraus schätzen.

Eben dies brachte mich darauf, diesen Gegenstand in meiner Dissertation zu behandeln.

Ich habe meine Rechnungen nicht nur auf den Gleichgewichtszustand des Instrumentes erstreckt, sondern, besonders wegen der Windstöße, das Instrument auch während seinen Bewegungen beobachtet: neben den statischen Gleichungen stellte ich auch seine dynamischen Gleichungen auf.

Bevor wir uns in die Details vertiefen, halte ich es für notwendig, die Skizze des Apparates kurz zu erklären.

Fig. 1 zeigt den Aufnahmeteil. Windfahne S dreht die Röhre A_1, A_2 immer dem Winde entgegen, so daß er in dieselbe hineinbläst. Das Rohr A_1 geht in einer einfachen Biegung abwärts.

Der Wind bläst durch das Rohr A_2 und übt dabei eine injektorartige saugende Wirkung auf das Rohr A_2'..

A_2' und die Verlängerung von A_1 sind in dem Deckel D_1 luftdicht befestigt.

Der Deckel D_1 dreht sich mit der Windfahne S, und den Röhren A_1, A_2, A_2' hin und her, immer der Richtung des Windes folgend.

Zur Erleichterung seiner Drehung liegt die ganze Einrichtung auf Kugellagern g_1, g_2.

Die Zylinder d_1, d_2 sind am Deckel D_1 angelötet, so daß dieselben in den kreisringartigen mit Quecksilber gefüllten Ausläufen ohne Reibung sich drehen können.

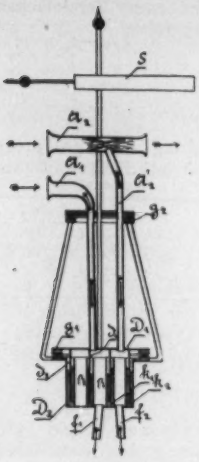


Fig. 1.

Der Wind bringt also in dem Inneren des Zylinders d_1 den Druck p_1 zustande, für den gilt

$$p_1 > p_a,$$

wo p_a = äußerer Luftdruck; zwischen den Zylindern d_1, d_2 kommt der Druck p_2 zustande, welcher kleiner als der äußere Luftdruck ist:

$$p_2 < p_a.$$

Fig. 2 zeigt den registrierenden Teil. Gefäß E ist bis Linie 1—1 mit Petroleum (spezifisches Gewicht γ) gefüllt. In demselben schwebt das mit einem Gegengewicht ausbalancierte Gefäß E_1E_2.

Zylinder E_1 ist unten offen, der zwischen den Zylindern E_1E_2 liegende Teil aber ist auch von unten verlötet, so daß kein Petroleum hineindringen kann, das bildet den Schwimmer des Apparates.

System E_1E_2 hängt an der Stange r, dasselbe durchbricht den Deckel des Gefäßes E.

An dieser Stange ist die Schreibfeder i befestigt, so daß es alle Bewegungen des Systems E_1E_2 an der Registriertrommel d aufschreiben kann.

Die Rohre f_1, f_2 des Aufnahmeteiles führen in das Gefäß E hinein, Rohr f_1 endigt über dem Petroleumniveau im Gefäß E_1, Rohr f_2 selbst im Gefäß E und ebenfalls über dem Petroleumniveau.

An der Stange r bildet Glocke k und Gefäß e eine Quecksilberdichtung.

Die erste Zeichnung von Fig. 2 stellt uns den Apparat in einer Lage vor, wo kein Wind bläst, unter dem Zylinder E_1 und im Gefäße E herrscht atmosphärischer Druck p_a.

Jetzt fange der Wind an zu blasen, so daß in den Röhren f_1, f_2 die Drucke p_1p_2 zustande

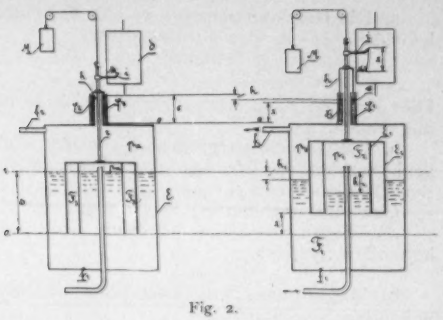


Fig. 2.

kommen. Sogleich fängt das System E_1E_2r an sich zu heben, der Wind bläst soviel Luft in das Rohr f_1 ein, und saugt soviel aus dem Rohre f_2 aus, wie notwendig ist, und endlich tritt der neue Gleichgewichtszustand ein.

Dieser neue Gleichgewichtszustand ist an der zweiten Zeichnung von Fig. 2 abgebildet: das System E_1E_2r hat sich mit der Länge x gehoben, das Petroleumniveau ist im Zylinder E_1 um h_2, im Gefäße E um h_1 gefallen.

Im Zylinder E_1 herrscht jetzt der Druck p_1, im Gefäße E der Druck p_2, von diesen wissen wir schon, daß:

$$p_1 > p_a > p_2$$

ist.

Der Ausschlag x kann zum Maße der Druckdifferenz $p_1 - p_2$, und, weil denselben der Wind zustande brachte, auch des Windes dienen.

Zunächst werden wir die statischen Gleichungen des Apparates aufstellen, und fragen: was für eine Endlage der vom Winde hervorgebrachten Druckdifferenz $p_1 - p_2$ entspricht?

I. Statische Gleichungen.

A. Der Apparat als Winddruckindikator. Wir benennen mit:

F_1 den Querschnitt des Gefäßes E in cm²,
F_2 den Querschnitt des Gefäßes E_1 in cm²,
F_3 den kreisringartigen Querschnitt zwischen den Zylindern E_1, E_2 in cm²,
φ_1 den kreisringartigen Querschnitt von e in cm²,
φ_2 die Oberfläche des Deckels von der Glocke k in cm²,
φ_3 den Querschnitt der Glocke k in cm². (Diesen Querschnitt, welcher von seiner Stelle Quecksilber verdrängt),
γ das spezifische Gewicht des Petroleums,
γ_1 das spezifische Gewicht des Quecksilbers.

Die Gleichungen können mittels folgender Überlegungen aufgestellt werden:

1. Die Quantität des Petroleums ändert sich nicht, also:

$$(x + h_1) F_3 = F_2 (h_2 - h_1') + F_1 h_1. \qquad (1)$$

2. Die Druckdifferenz $p_1 - p_2$ hält der Petroleumsäule $h_2 - h_1$ das Gleichgewicht.

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2). \qquad (2)$$

Hier sind p_1, p_2 in Atmosphären, h_2, h_1 in cm angegeben.

3. Die Gewichtsvergrößerung von dem Ausschlage x hält das Gleichgewicht dem Auftriebe der Druckdifferenz $p_1 - p_2$.

Gewichtsvergrößerung haben wir:

a) Wegen des von Petroleum sich aushebenden Systems.

$$\gamma F_3 (x + h_1).$$

b) Wegen des von Quecksilber sich aushebenden Systems:

$$\gamma_1 \varphi_3 (h + x).$$

(Eigentlich steht im Gefäße e bei der Lage x an der äußeren Seite der Glocke h das Quecksilber etwas niedriger wie an der inneren Seite, aber, weil die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_3$ gegen $F_1 F_3$ klein sind, können wir uns diese Vernachlässigung erlauben.)

Der Auftrieb wegen der Druckdifferenz $p_1 - p_2$ ist:

$$1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2).$$

(Es mußte mit 1000 multipliziert werden, weil die Gewichtsvergrößerung in Grammen angegeben ist, also muß man den Auftrieb ebenfalls in Grammen ausdrücken.)

Die Gleichung lautet:

$$\left.\begin{aligned} &\gamma F_3 (x + h_1) + \gamma_1 \varphi_3 (h + x) = \\ &1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2). \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

4. Das Quecksilberquantum bleibt unverändert:

$$x \varphi_1 - (h + x)(\varphi_1 - \varphi_3) = 0. \qquad (4)$$

Aus Gleichung (1) und (3):

$$\left.\begin{aligned} &\gamma F_2 (h_2 - h_1) + \gamma F_1 h_1 + \gamma_1 \varphi_3 (h + x) = \\ &1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2). \end{aligned}\right| \qquad (3a)$$

Aus (1) und (2) kann man h_1 ausrechnen:

$$h_1 = \frac{F_3}{F_1 - F_3} x - \frac{F_2}{F_1 - F_3} \frac{1000}{\gamma} (p_1 - p_2)$$

und aus (4)

$$h + x = \frac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3} x.$$

Wir können annähernd annehmen, daß die Saugwirkung des Apparates gleich ist mit der Druckwirkung, also daß p_1 um dieselbe Größe größer als p_a, um welche p_2 kleiner ist.

Dann wird:

$$p_a - p_2 = \frac{1}{2}(p_1 - p_2).$$

Das alles in die obige Gleichung eingesetzt, gibt:

$$\gamma F_1 \left[\frac{F_3}{F_1 - F_3} x - \frac{F_2}{F_1 - F_3} \frac{1000}{\gamma} (p_1 - p_2)\right] + \gamma_1 \varphi_3 \frac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3} x = 1000 (p_1 - p_2) \left[-\frac{\varphi_2}{2}\right].$$

Wenn wir noch zur Vereinfachung annehmen:

$$\frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2) = v,$$

dann wird:

$$\varepsilon = \frac{x}{v}$$

der Ausschlag in Zentimeter entsprechend der Druckdifferenz von 1 cm Petroleumsäule:

$$\left.\varepsilon = \frac{\dfrac{F_1 F_2}{F_1 - F_3} - \dfrac{\varphi_2}{2}}{\dfrac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} + \varphi_3 \dfrac{\gamma_1}{\gamma} \dfrac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3}}.\right| \qquad (5)$$

Nehmen wir an (was auch meistens der Fall ist), daß die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3$ vernachlässigbar sind gegen die Querschnitte $F_1 F_2 F_3$:

$$\varepsilon = \frac{F_2}{F_3}. \qquad (5a)$$

Die Gleichungen (5) und (5a) geben den Zusammenhang des vom Winde im Instrumente verursachten Druckes mit dem Ausschlage des Apparates.

Die Meteorologen interessiert aber mehr die Windgeschwindigkeit.

Es wäre also viel praktischer, das Instrument so umzuändern, daß sein Ausschlag nicht mit dem vom Winde herrührenden Drucke, sondern gleich mit der Windgeschwindigkeit in geraden Verhältnissen stehe.

Wir werden versuchen, den Apparat so auszuführen, daß derselbe die erwünschte Gleichmäßigkeit der Skala bekommen soll.

B. Der Apparat als Windgeschwindigkeitsindikator.

Bei den folgenden Auseinandersetzungen nehmen wir a priori an, daß die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3$ vernachlässigbar sind.

Der Querschnitt F_3 des Schwimmers bleibt jetzt schon nicht mehr konstant, sondern wird eine Funktion von x, und unsere Aufgabe ist es, diese Funktion so zu bestimmen, daß wir mit der Windgeschwindigkeit lineare Ausschläge bekommen.

Fig. 3 gibt die Skizze eines solchen Instrumentes an. Auch hier stellt die erste Zeichnung die Ruhelage (o-Lage) an, die zweite Zeichnung gibt die Lage x an, welche der Windgeschwindigkeit w entspricht.

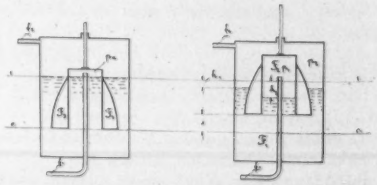


Fig. 3.

Jetzt ändern sich die Gleichungen folgendermaßen:

Gleichung (1), weil jetzt $F_3 = f(x)$ ist, lautet:

$$\int_0^{x+h_1} F_3 dx = F_2(h_2 - h_1) + F_1 h_1 \qquad (6)$$

Gleichung (2) bleibt:

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2).$$

Der vom Winde herrührende Druck ist dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional:

$$p_1 - p_2 = c w^2.$$

Wir nehmen zwischen w und x einen linearen Zusammenhang an:

$$w = mx$$

und

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma} c m^2 x^2 .$$

und wenn

$$\frac{1000}{\gamma} c m^2 = A,$$

dann wird:

$$h_2 - h_1 = A x^2. \qquad (7)$$

Gleichung (3) wird endlich lauten:

$$\gamma \int_0^{x+h_1} F_3 \, dx = 1000 F_2 c m^2 x^2, \qquad (8)$$

aus (6) und (8) bekommen wir, daß

$$h_1 = 0.$$

Wenn wir das in Gleichung (6) einsetzen, dann bekommen wir:

$$\int_0^x F_3 \, dx = A F_2 x^2. \qquad (9)$$

Wir differentiieren diese Gleichung nach der oberen Grenze:

$$F_3 = 2 A F_2 x. \qquad (10)$$

Wie wir sehen, F_3 ist dem x proportional.

Beim Konstruieren nimmt man gewöhnlich F_2 also F_1 an.

Aus Fig. 2 folgt, daß die Querschnitte F_2 und F_3 zusammen nie F_1 erreichen können.

Also in Formel:

$$F_2 + F_3 = b F_1,$$

wo $b < 1$.

Wir müssen also $\frac{F_2}{F_1} = a$ so wählen, daß diese Bedingung erfüllt sei.

Wenden wir jetzt alle diese Gleichungen auf unseren Apparat an.

Bei kleineren Drucken (als solche kann man auch die größten Orkane annehmen) gibt nach der Erfahrung den Druck eines Windes (in Wassermillimetern) mit w Meter Geschwindigkeit die folgende Formel an:

$$h = \frac{w^2}{\varphi^2 \cdot 0{,}24^2 T},$$

wo

$\varphi \leq 1$ ein Versuchskoeffizient,
$T \leq 300$ absolute Temperatur der Luft,

also:

$$h = \frac{1}{10} \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\varphi^2 \cdot 0{,}24^2 T} w^2,$$

in Petroleumzentimetern, wenn das spezifische Gewicht von Petroleum γ ist.

Wir nehmen an:

$$\gamma = 0{,}8$$
$$\varphi = 0{,}7$$

$$h = \frac{1}{10} \frac{1}{0{,}8} \frac{1}{0{,}7^2 \cdot 0{,}24^2 \cdot 300} w^2 = 0{,}0148 \, w^2.$$

Jedoch

$$h = \frac{1000}{\gamma} c w^2,$$

also

$$\frac{1000}{\gamma} c = 0{,}0148.$$

Ich will, daß der Apparat bei

$w_{max} = 40$ Meter
$x_{max} = 16$ Zentimeter

Ausschlag geben soll.

Daraus:

$$m = 2{,}5,$$

so daß wir jetzt auf A:

$$A = \frac{1000}{\gamma} c m^2 = 0{,}0148 \cdot 2{,}5^2$$
$$A = 0{,}0925$$

bekommen.

Wir nehmen an:

$$a = 0{,}18.$$

Bei unserem Apparate ist

$$F_1 = 516 \text{ cm}^2,$$

dann wird

$$F_2 = 0{,}18 \cdot 516 = 92{,}8 \text{ cm}^2,$$

und Formel F_3:

$$F_3 = 17{,}2 \, x.$$

Wir wollen den Schwimmer so herstellen, daß auf einen Zylinder mit dem Querschnitte F_2 $\left(\text{also mit Durchmesser } d = \sqrt{\frac{4}{\pi} F_2}\right)$ eine nach Formel F_3 gerechnete konische Hülle angelötet wird, so daß der Querschnitt zwischen dem Zylinder und der konischen Hülle gleich mit F_3 ist.

Wenn:

d_2 der Durchmesser des Zylinders,
D_3 „ „ der konischen Hülle

ist, so wird

$$F_3 = (D_3^2 - d_2^2) \frac{\pi}{4}$$

und

$$D_3 = \sqrt{\frac{4}{\pi} F_3 + d_2^2}.$$

Bei unserem Apparate ist:

$$d_2^2 = \frac{4}{\pi} \cdot 92{,}8 = 118{,}8$$

$$d_2 = 10{,}9 \text{ cm},$$

und zum Querschnitt

$$F_1 = 516$$

$$d_1 = 25{,}7 \text{ cm}.$$

In der folgenden Tabelle sind die zu $x = 1$, 2, 3 usw. gehörenden Werte von F_3, $\frac{4}{\pi} F_3$, $\frac{4}{\pi} F_3 + d_2^2$ und D_3 zusammengestellt, wie es die Formel F_3 angegeben hat:

x cm	F_3 cm²	$\frac{4}{\pi} F_3$	$\frac{4}{\pi} F_3 + d_2^2$	D_3 cm
1	17,2	21,9	140,7	11,9
2	34,4	43,8	162,6	12,7
3	51,6	65,7	184,5	13,6
4	68,8	87,8	206,6	14,4
6	103,2	131,3	250,1	15,8
8	137,6	175,2	294,0	17,1
10	172,0	219,2	338,0	18,4
13	223,6	284,5	403,3	20,1
16	275,4	351,0	469,8	21,6
24	412,8	526,0	644,8	25,4

Fig. 4 gibt den Querschnitt des Schwimmers in dem beigegebenen Maßstabe genau an.

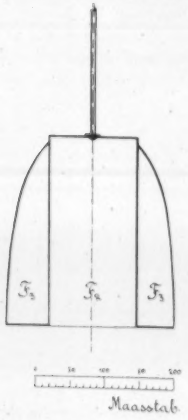


Fig. 4.

Bei Einlegung des Schwimmers in den Apparat muß darauf geachtet werden, daß er bei Windstille pünktlich bis an die Anfangslinie der konischen Hülle in das Petroleum eintaucht. Dieses wird leicht mit dem Gegengewichte M erreicht.

Der Ausschlag eines nach dieser Art verfertigten Schwimmers ist immer genau der herrschenden Windgeschwindigkeit proportional.

Hier ist die Proportionalitätskonstante 0,25, also ein jeder Ausschlag von 1 mm bedeutet eine Windgeschwindigkeit von 0,25 m.

Wie ich schon am Anfang meiner Dissertation erklärte, verwendet man mit Vorliebe den Windindikator Dines bei Registrierung von plötzlichen Windstößen.

Nun prüfen wir, bis zu welchem Grade unser Apparat dazu verwendbar ist, und besonders, auf welche Teile wir besonderes Gewicht legen müssen.

Diese Fragen sollen die dynamischen Gleichungen beantworten.

II. Dynamische Gleichungen.

Die folgenden Überlegungen sind ebenso gültig für den Druckindikator wie für den Geschwindigkeitsindikator.

Der Schwimmer des Apparates nimmt eine gewisse Lage ein, wo er so lange bleibt, als die Windstärke sich nicht ändert.

Wenn die Windstärke jetzt plötzlich zunimmt, wird der Apparat sich nicht augenblicklich in die neue Lage einstellen, sondern es wird immer eine gewisse (wenn auch noch so kleine) Zeit vergehen, bis der stationäre Zustand sich einstellt.

Diese Zeit benötigt in erster Linie der Apparat deswegen, weil bei der Hebung des Schwimmers der Wind unter E_1 durch das Rohr f_1 ein gewisses Quantum Luft einpressen und aus dem Gefäße E wieder eine gewisse Menge aussaugen muß. In zweiter Linie muß auch noch der Schwimmer mit seiner eigenen Geschwindigkeit den Änderungen der Windstöße folgen können, sonst bleibt er wegen seiner Trägheit und der Reibungswiderstände zurück.)

Die Gleichung der zu fördernden Luftmengen wird Aufklärung geben über die Querschnitte f_1 und f_2; die Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers wird wieder das Gewicht desselben und die Reibungswiderstände angeben. Nehmen wir die einzelnen Fälle nacheinander.

A. Apparat als Winddruckindikator.

1. Die Gleichungen der zu fördernden Luftmengen.

Es werden die Geschwindigkeiten in Metern, die Drucke in Atmosphären, die Zeit in Sekunden, die Gewichte und Kräfte in Kilogrammen angegeben.

Während der Schwimmer von $0 - x$ sich emporhebt, muß in dieser Zeit der Wind unter den Schwimmer

$$(x + h_2) F_2$$

cm³ Luft einpressen (siehe Fig. 2) und aus dem Gefäße E

$$x(F_2 + F_3)$$

cm³ Luft aussaugen.

Wenn

die Zeitdauer der Hebung . . . . . mit t,
die Rohrquerschnitte . . . . . „ f_1, f_2,
die Luftgeschwindigkeit in den Röhren „ w_1, w_2

gezeichnet werden, dann ist die einzudrückende Luftmenge:

$$(x + h_2) F_2 = 100 w_1 f_1 t$$

und die auszusaugende:

$$x(F_2 + F_3) = 100 w_2 f_2 t.$$

(Die rechte Seite der Gleichungen mußte mit 100 multipliziert werden, weil die Geschwindigkeiten $w_1 w_2$ in Metern und die Luftmengen in cm^3 angegeben wurden.)

Die Geschwindigkeiten $w_1 w_2$ sind mit der Quadratwurzel von $p_1 - p_2$ proportional:

$$\begin{cases} w_1 = b_1 (p_1 - p_2)^{1/2} \\ w_2 = b_2 (p_1 - p_2)^{1/2}, \end{cases}$$

aus den statischen Gleichungen sind:

$$\begin{cases} h_1 = 0 \\ h_2 = \dfrac{1000}{\gamma} (p_1 - p_2). \end{cases}$$

Der Ausschlag des Apparates ist mit $p_1 - p_2$ proportional:

$$x = n(p_1 - p_2).$$

Setzen wir alle diese Werte ein:

$$f_1 = \frac{n(p_1 + p_2) + \dfrac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2)}{100\, b_1 (p_1 - p_2)^{1/2} \cdot t} \cdot F_2$$

und wenn:

$$\frac{n + \dfrac{1000}{\gamma}}{100\, b_1} \cdot F_2 = B_1, \qquad (11a)$$

dann ist:

$$f_1 = B_1 \frac{(p_1 - p_2)^{1/2}}{t}.$$

Bei den Untersuchungen der Windstöße kann man annehmen, daß die Stöße sich linear mit der Zeit ändern:

$$p_1 - p_2 = pt.$$

Setzen wir dies ein, so wird

$$f_1 = B_1 \sqrt{p}\, \frac{1}{\sqrt{t}}. \qquad (11)$$

Gerade dieselbe Manipulation nehmen wir mit f_2 vor:

$$f_2 = \frac{x(F_2 - F_3)}{100\, w_2\, t}$$

und endlich:

$$f_2 = B_2 \sqrt{p}\, \frac{1}{\sqrt{t}}, \qquad (12)$$

wo:

$$B_2 = \frac{n(F_2 - F_3)}{100\, b_2}. \qquad (12a)$$

Die Formeln (11) und (12) geben für eine willkürlich angenommene Zeit t die Größe der Querschnitte $f_1 f_2$ an, wenn die Winddruckdifferenzveränderung pro Sekunde im Apparate p Atmosphäre ist.

Wenn wir dann die so ausgerechneten Querschnitte $f_1 f_2$ beim Instrument anbringen, dann wird es (angenommen, daß der Schwimmer mit seiner Masse und trotz der Reibungswiderstände dazu auch fähig ist) einen jeden Windstoß, welcher länger als t Sekunden dauert, und dessen Heftigkeit kleiner als die Konstante p ist, ganz treu abzeichnen.

2. Die Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers.

Die Beschleunigung des Schwimmers ist

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{P}{G} = \frac{g}{G} P,$$

g

wo P die bewegende Kraft in Kilogrammen, G das reduzierte Gewicht aller bewegenden Teile in Kilogrammen, g die Beschleunigung der Erde in Metern sind.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß in der Windstille plötzlich ein Wind von $p_1 - p_2$ Druckdifferenz entsteht.

Dann wird die bewegende Kraft vom Winde her:

$$P_1 = F_2 (p_1 - p_2).$$

(Dies bekommen wir aus (3a) durch Vernachlässigung vom Quecksilber und durch Dividieren mit 1000, weil jetzt die Kraft in Kilogrammen ausgedrückt wird.)

Es werden in der Formel folgende Substitutionen ausgeführt:

$$P_1 = D(p_1 - p_2)$$

wo

$$D = F_2.$$

Bei der Bewegung des Instrumentes tritt noch der Reibungswiderstand auf, welcher proportional der Geschwindigkeit des Schwimmers ist:

$$P_2 = R \frac{dx}{dt}.$$

Die ganze bewegende Kraft ist also:

$$P = D(p_1 - p_2) - R \frac{dx}{dt}.$$

Substituieren wir dies in die Beschleunigungsformel, so ergibt sich:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{g}{G}\left[D(p_1 - p_2) - R \frac{dx}{dt}\right].$$

Ordnen wir die Differentialgleichung, so wird:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{g}{G} R \frac{dx}{dt} - \frac{g}{G} D(p_1 - p_2) = 0.$$

Es ist aber:

$$p_1 - p_2 = pt,$$

dann wird:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) + \frac{g}{G} R \left(\frac{dx}{dt}\right) - \frac{g}{G} D p t = 0.$$

Dies ist eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung in $\left(\dfrac{dx}{dt}\right)$. Die Lösung ist:

$$\frac{dx}{dt} = e^{-\frac{g}{G} R t}\left[\frac{g}{G} D p \frac{G}{gR} t e^{\frac{g}{G} R t}\left(1 - \frac{G}{g} \frac{1}{R t}\right) + C\right],$$

aber bei

$$t = 0$$

ist
$$\frac{dx}{dt} = 0$$
und
$$C = 0,$$
so daß
$$\frac{dx}{dt} = \frac{Dp}{R} t \left(1 - \frac{G}{g} \frac{1}{Rt}\right).$$

Damit der Apparat den Windstößen folgen kann, ist es notwendig, daß die Geschwindigkeit des Schwimmers $\frac{dx}{dt}$ immer größer, oder mindestens gleich groß sei, wie die Veränderungsgeschwindigkeit der vom Winde ausgeübten Druckdifferenz p.

Also in Formel:
$$\frac{dx}{dt} \geq p$$
und
$$\frac{dx}{dt_{min}} = p.$$
Substituieren wir $\frac{dx}{dt}$ zu
$$\frac{D}{R} t_{min} \left(1 - \frac{G}{g} \frac{1}{R t_{min}}\right) = 1,$$
daraus
$$t_{min} = \frac{R}{D} + \frac{G}{g} \frac{1}{R}. \qquad (13)$$

Wenn wir R und G kennten, so könnten wir die Zeit ausrechnen, während deren das Instrument noch fähig ist, den schnellen Druckänderungen zu folgen.

Diese drei dynamischen Gleichungen charakterisieren vollständig den Apparat.

Wie (13) zeigt, muß man die Reibungswiderstände möglichst reduzieren und das Gewicht der beweglichen Teile minimal annehmen, damit der Apparat die schnellen Veränderungen treu registrieren kann.

Da wir schon aus (13) den t_{min} ausgerechnet haben, so müssen wir diesen Wert in (11) und (12) einsetzen, und so f_1 und f_2 ausrechnen.

Die tatsächlichen Querschnitte f_1, f_2 dürfen dann nicht kleiner sein, als die so berechneten kritischen Querschnitte f_1, f_2, sonst vermindern wir auch jene Akkomodationsfähigkeit des Instrumentes, die es vermöge seiner Schwimmerdimensionen schon a priori besitzt.

3. Experimentelle Bestimmung von G und R.

Zur Ausrechnung von t_{min} aus Formel (13) muß man R und G kennen.

Diese kann man sehr leicht experimentell bestimmen.

Die Röhren f_1, f_2 werden zu diesem Zwecke mit der Zimmerluft verbunden, so daß im Instrumente überall der atmosphärische Druck vorhanden ist.

Jetzt legen wir auf das Gegengewicht M des Apparates das Gewicht G_1, worauf der Schwimmer sich ein Stück aus dem Petroleum emporhebt und eine neue Ruhelage annimmt.

Der Schwimmer wird um diese neue Ruhelage in Schwingungen gebracht, es wird seine Schwingungszeit T_1, die erste Amplitude x_1 und die $n_1$te x_{n1} beobachtet.

Bei einem neuen Experiment wird $G_2 > G_1$ auf das Gegengewicht gelegt: der Schwimmer steigt noch mehr aus dem Petroleum empor. Um diese zweite Ruhelage werden wieder die Schwingungszeit T_2, die erste Amplitude x_2 und die $n_2$te x_{n2} bestimmt.

Aus den so bestimmten zehn Werten G_1, G_2, T_1, T_2, x_1, x_2, x_{n1}, x_{n2}, n_1, n_2 kann man G und auch R ausrechnen.

Weil im Apparate der Atmosphärendruck herrscht, so ist:
$$p_1 - p_2 = 0$$
und
$$h_2 = h_1.$$
Diese in Gleichung (3) eingesetzt, gibt
$$P_1 = \gamma F_3 (x + h_1).$$
$x + h_1$ kann man aus (1) bestimmen, wenn
$$h_2 - h_1 = 0$$
$$x + h_1 = \frac{F_1}{F_1 - F_3} x,$$
also
$$P_1 = \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_2} x.$$

Der Reibungswiderstand bleibt
$$P_2 = R \frac{dx}{dt},$$
so daß
$$P = \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} x - R \frac{dx}{dt}.$$

Jetzt müssen wir noch die Einheiten berücksichtigen. P bekommen wir in Kilogrammen, wenn F_1, F_3 in dm² und x in dm ausgedrückt sind.

Wir haben $F_1 F_3$ in cm², x in Metern angenommen, also
$$\gamma \frac{F_1}{F_1 - F_3} F_3 x$$
müssen wir noch mit 10 dividieren. $R \frac{dx}{dt}$ ist schon a priori in Kilogrammen angenommen.

Also:
$$P^{kg} = \frac{1}{10} \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} x - R \frac{dx}{dt},$$
die Beschleunigung des Schwimmers:
$$\frac{d^2x}{dt_2} = -\frac{g}{G + G_1} \frac{1}{10} \gamma F_3 \frac{F_1}{F_1 - F_3} x + \frac{g}{G + G_1} R \frac{dx}{dt}$$
und ordnend:
$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{g}{G + G_1} R \frac{dx}{dt} + \frac{g}{G + G_1} \frac{\gamma}{10} F_3 \frac{F_1}{F_1 - F_3} x = 0.$$

Das ist eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung.

Die Lösung ist:
$$x_1 = e^{2 \frac{R}{G + G_1} t} \left[A_1 \sin \frac{2\pi}{T_1} t + B_1 \cos \frac{2\pi}{T_2} t\right],$$

wenn aber $t = 0$,
dann ist $x = 0$,
so daß $B = 0$,
also die Schwingungsgleichung:

$$x_1 = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}t} A_1 \sin\frac{2\pi}{T_1}t,$$

wo

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10}F_3\frac{F_1}{F_1-F_3} - \left(\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\right)^2}}.$$

Wir suchen die Gleichung der Amplituden, also diejenigen x-Werte, wo

$$\left|\sin\frac{2\pi}{T_1}t\right| = 1.$$

Dies geschieht bei jedem t-Werte, welchen die Gleichung

$$\frac{2\pi}{T_1}t = a\frac{\pi}{2}$$

angibt. (Hier ist a eine positive Zahl.)

Daraus

$$t = a\frac{T_1}{4}$$

und die Amplitude:

$$x_{a1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}a\frac{T_1}{4}}.$$

Ganz analog bekommen wir für Gewicht G_2:

$$x_{a2} = A_2 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2}a\frac{T_2}{4}}.$$

Die Amplitude der ersten Schwingung ($a_1 = 1$)

$$x_1 = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\frac{T_1}{4}},$$

der $n_1$ten Schwingung ($a_1 = n_1$)

$$x_{n1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}n_1\frac{T_1}{4}}.$$

Der Quotient der beiden Amplituden:

$$\frac{x_1}{x_{n1}} = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}(1-n_1)}$$

und

$$\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1} = \frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}.$$

Für Gewicht G_2 ganz analog:

$$\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2} = \frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}.$$

Die letzte Gleichung mit der vorletzten dividiert:

$$\frac{G+G_1}{G+G_1} = \frac{1-n_1}{1-n_2}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}},$$

wenn

$$\frac{1-n_1}{1-n_1}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}} = H, \qquad (14a)$$

dann wird

$$G+G_1 = (G+G_2)H$$

und

$$G = \frac{G_1 - HG_2}{H-1}, \qquad (14)$$

wenn wir schon G kennen, dann bekommen wir R aus folgenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} R &= 2\frac{G+G_1}{g}\frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}} \\ \text{oder}\quad R &= 2\frac{G+G_2}{g}\frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Aus den Gleichungen (14a), (14) und (15) können G und R bestimmt werden.

B. Apparat als Windgeschwindigkeitsindikator.

1. Gleichungen der zu fördernden Luftmengen.

Der Wind muß auch hier unter den Schwimmer

$$(x+h_2)F_2$$

cm³ Luft einpressen.

Die auszusaugende Luft muß anders ausgerechnet werden, weil der Querschnitt F_3 nicht mehr konstant, sondern die Funktion von x ist.

Die auszusaugende Luft:

$$xF_2 - h_1(F_1 - F_2) + \int_0^{x+h_1} F_3\,dx,$$

und weil $h_1 = 0$

$$xF_2 + \int_0^{x} F_3\,dx = 100\,w_2\,f_2\,t.$$

$$(x+h_2)F_2 = 100\,w_1\,f_1\,t.$$

Es werden folgende Substitutionen eingeführt:

$$w_1 = b_1(p_1-p_2)^{1/2} = b_1 c^{1/2} w,$$
$$w_2 = b_2(p_1-p_2)^{1/2} = b_2 c^{1/2} w,$$

weil $p_1 - p_2 = c\,w^2$

und $x = \frac{1}{m}w$

$$h_2 = \frac{1000}{\gamma}c\,w^2$$

und endlich:

$$\int_0^x F_3\,dx = AF_2x^2 = AF_2\frac{1}{m^2}w^2,$$

also wird

$$f_1 = \frac{(x+h_2)F_2}{100\,b_1\,c^{1/2}\,w\,t}$$

und nach den Substitutionen, wenn

$$\left.\begin{aligned} F_2\frac{1}{100\,b_1\,c^{1/2}\,m} &= E_1 \\ F_2\frac{1000}{\gamma}\frac{c}{100\,b_1\,c^{1/2}} &= H_1 \end{aligned}\right\} \qquad (16a)$$

$$f_1 = E_1\frac{1}{t} + H_1\frac{w}{t}.$$

Mit Rücksicht auf die Windstöße können wir die Windgeschwindigkeit als lineare Funktion der Zeit annehmen:

$$w = s\,t$$

(wo s die Windbeschleunigung ist)

$$f_1 = E_1 \frac{1}{t} + H_1 s, \qquad (16)$$

E_1 und H_1 gibt Formel (16a) an.

Wenn wir dieselbe Manipulation anwenden auf f_2, so wird

$$f_2 = E_2 \frac{1}{t} + H_2 \frac{w}{t},$$

wo

$$\left.\begin{aligned} E_2 &= F_2 \frac{1}{100\, b_2\, c^{1/2}\, m} \\ H_2 &= \frac{A F_2}{100\, b_1\, c^{1/2}} \frac{1}{m^2} \end{aligned}\right\} \qquad (17a)$$

und weil

$$w = s\,t,$$

$$f_2 = E_2 \frac{1}{t} + H_2 s. \qquad (17)$$

Die Formeln (16) und (17) geben die Querschnitte f_1 und f_2 zu einer angenommenen Zeit t an, wenn die Windbeschleunigung s Meter ist.

2. Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers.

Auch jetzt ist

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{g}{G} P.$$

Die Kraft vom Winddrucke her:

$$P_1 = F_2 (p_1 - p_2)$$

aber

$$p_1 - p_2 = c\,w^2,$$

so daß

$$P_1 = F_2\, c\, w^2$$

und der Reibungswiderstand:

$$P_2 = R \frac{dx}{dt},$$

so daß

$$P = [F_2\, c] w^2 - R \frac{dx}{dt}$$

und wenn

$$F_2\, c = N$$

$$P = N w^2 - R \frac{dx}{dt}.$$

Das und $w = st$ in die Beschleunigungsgleichung gesetzt, gibt:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{g}{G} N s^2 t^2 - \frac{g}{G} R \frac{dx}{dt}.$$

Also die Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) + \frac{g}{G} R \left(\frac{dx}{dt}\right) - \frac{g}{G} N s^2 t^2 = 0.$$

Die Lösung ist ebenso wie beim Druckindikator:

$$\frac{dx}{dt} = e^{-\frac{g}{G} R t} \left| \frac{g}{G} N s^2 t^2 e^{\frac{g}{G} R t} \left| 1 - \frac{2}{\frac{g}{G} R t} + \frac{2}{\left(\frac{g}{G} R t\right)^2} \right| + C \right|,$$

wenn

$$t = 0,$$

$$\frac{dx}{dt} = 0,$$

so daß

$$C = 0,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{g}{G} N s^2 \frac{G}{g} \frac{t^2}{R} \left[1 - \frac{G}{g} \frac{2}{Rt} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2 t^2} \right].$$

Damit der Schwimmer den Änderungen des Windes folgen kann, ist notwendig, daß

$$\frac{dx}{dt} > s$$

und

$$\frac{dx}{dt_{\min}} = s$$

$\frac{dx}{dt}$ eingesetzt:

$$N s \frac{t^2_{\min}}{R} \left[1 - \frac{G}{g} \frac{2}{R t_{\min}} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2 t^2_{\min}} \right] = 1.$$

Die Gleichung nach t geordnet:

$$t^2_{\min} - \frac{G}{g} \frac{2}{R} t_{\min} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2} - \frac{R}{N s} = 0$$

und

$$t_{\min} = \frac{G}{g} \frac{1}{R} + \sqrt{\left(\frac{G}{g} \frac{1}{R}\right)^2 - \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2} + \frac{R}{N s}}, \qquad (18)$$

wo

$$N = F_2\, c - \gamma \frac{F_2}{1000} \frac{A}{m^2}. \qquad (18a)$$

Wenn also G und R bekannt wären, so könnten wir die Zeit t ausrechnen, innerhalb welcher der Apparat noch die schnellen Geschwindigkeitsveränderungen des Windes treu registrieren kann.

Die drei dynamischen Gleichungen charakterisieren den Apparat vollständig.

Beim Konstruieren muß man diese drei Gleichungen ebenso benutzen wie beim Druckindikator.

3. Experimentelle Bestimmung von G und R.

Die Beobachtung geschieht ebenso wie beim Druckindikator, so daß G und R wieder aus den beobachteten zehn Werten G_1, G_2, T_1, T_2, x_1, x_2, x_{n1}, x_{n2}, n_1, n_2 berechnet werden.

Weil F_3 eine Funktion von x ist, so wird

$$P = \frac{\gamma}{10} \int_0^{x+h_1} F_3\, dx - R \frac{dx}{dt},$$

um dies zu bestimmen, müssen wir die Integration durchführen.

Aber es ist viel einfacher, folgendes Annäherungsverfahren anzuwenden:

Wenn das Übergewicht G_1 auf das Gegengewicht M des Schwimmers angebracht wird, hebt sich der Schwimmer mit x und das Petroleumniveau senkt sich mit h_1.

Das Petroleum wird also den Schwimmer an der Linie $x + h_1$ schneiden. Zu dieser Linie kann man F_3 aus Formel (10) leicht ausrechnen, wir brauchen nur statt x $x + h_1$ zu nehmen.

Das so ausgerechnete F_3 bezeichnen wir mit $F_3^{G_1}$.

Der Schwimmer hat bei seiner neuen Ruhelage unter dem Petroleum größere Querschnitte als $F_3^{G_1}$, über dem Petroleum kleinere.

In bezug auf die Schwingungszeit, welche wir aus Schwingungen von gerader Anzahl bestimmen, werden wir keineswegs einen großen Fehler machen, wenn wir so rechnen, wie wenn F_3 innerhalb der Schwingungsamplituden konstant und überall mit $F_3^{G_1}$ gleich wäre.

Wenden wir diese Annahme an, so wird:

$$P = \frac{1}{10}\gamma \frac{F_1 F_3^{G_1}}{F_1 - F_3^{G_1}} x - R\frac{dx}{dt},$$

so daß die Beschleunigung des Schwimmers:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{g}{G+G_1}\frac{1}{10}\gamma F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}}x + \frac{g}{G+G_1}R\frac{dx}{dt}$$

und die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{g}{G+G_1}R\frac{dx}{dt} + \frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10}F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}}x = 0.$$

Diese Gleichung ist genau dieselbe wie beim Druckindikator, so daß die Lösung:

$$x_1 = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}t} A_1 \sin\frac{2\pi}{T_1}t,$$

wo

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10}F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}} - \left(\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\right)^2}}.$$

Die Gleichung der Amplituden wieder:

$$x_{a_1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}a\frac{T_1}{4}}$$

$$x_{a_2} = A_2 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2}a\frac{T_2}{4}}$$

und die Endformeln:

$$G = \frac{G_1 - HG_2}{H-1}, \qquad (19)$$

wo

$$H = \frac{1-n_1}{1-n_2}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n_2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n_1}}} \qquad (19a)$$

und wenn schon G bekannt ist:

$$R = 2\frac{G+G_1}{g}\frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n_1}}$$

oder $$R = 2\frac{G+G_2}{g}\frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n_2}} \qquad (20)$$

Bei einem solchen Schwimmer mit veränderlichem Querschnitte sind eigentlich die Schwingungszeiten und die Reibungswiderstände für eine jede x-Ruhelage verschieden.

Wenn wir bei den Rechnungen wirklich eine bis zur Minutiosität gehende Sorgfalt anwenden wollten, dann müßten wir versuchen, die Bestimmung der Funktionen $T = f_1(x)$, $R = f_2(x)$, $G = f_3(x)$.

In der Praxis könnten wir aber diese Formeln nur sehr begrenzt benutzen, weil die Korrektionsformeln, welche wir so zur Verbesserung der Ausschläge vom Apparate bekommen, zu kompliziert sind, um einen realen Wert zu haben.

Wir können ganz zufrieden sein, wenn wir die Übergewichte G_1 und G_2 so wählen, daß die neuen Ruhelagen des Instrumentes in das erste und zweite Drittel des Maximalausschlages fallen.

Die so ausgerechneten Werte von G und R nehmen wir dann ohne weiteres auf die ganze Linie von $0 - x_{max}$ als konstant an.

(Eingegangen 31. August 1909.)

Der Phasograph.

Ein neues Instrument zum Studium der Wechselströme.

Von Manne Siegbahn.

Um den zeitlichen Verlauf eines variablen Stromes zu verfolgen, kann man den Oszillographen benutzen. Hierbei muß man aber dem schwingenden Lichtfleck durch eine besondere mechanische Vorrichtung, z. B. einen rotierenden Spiegel oder Trommel, eine senkrechte Bewegung erteilen. Bei dem hier zu beschreibenden Instrument werden diese beiden Bewegungen durch den fraglichen Strom selbst hervorgebracht.

Der Apparat (siehe Figur 1 und 2) besteht aus zwei zueinander senkrechten Silberdrähten

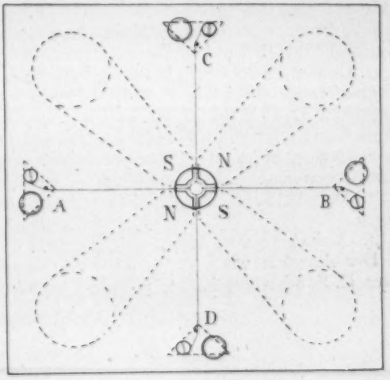


Fig. 1.

(Durchmesser 0,02 mm, Länge etwa 10 cm), die in der Nähe ihres Kreuzungspunktes starken Magnetfeldern ausgesetzt sind. Die vier Magnetfelder werden von Elektromagneten geliefert, auf welche Polschuhe geeigneter Form aufgesetzt werden. Ferner sind die Silberdrähte mittels einer dünnen Glimmerplatte gegeneinander isoliert. Im Kreuzungspunkt ist noch der kleine Spiegel befestigt, der somit in zwei senkrechten Ebenen beweglich ist.

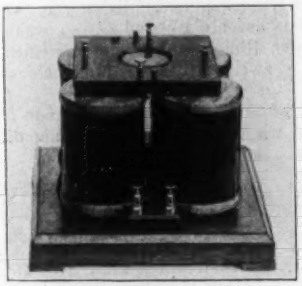


Fig. 2.

Fließt ein Strom durch AB, so erleidet der Spiegel eine Drehung um CD, die der Stromstärke proportional gesetzt werden kann. Beim gleichzeitigen Erregen der beiden Drähte beschreibt der Lichtfleck eine Figur nach Art der Lissajousschen Figur zweier Stimmgabeln.

Um die nötige Dämpfung zu erzielen, werden Polschuhe und Drähte in einem mit Rizinusöl gefüllten Messingkasten montiert. Die Spannung der Drähte kann durch besondere Schrauben reguliert werden.

Je nach der Art der Verwendung, Registrieren oder Demonstrieren, fällt der Lichtfleck auf eine Mattglasscheibe, eine photographische Platte oder einen Schirm. Der Apparat kann hauptsächlich zu folgenden Zwecken dienen:

1. Demonstrieren der Phasenverschiebung bei Wechselstromdurchgang in Selbstinduktion und Kapazität. Der Lichtfleck beschreibt eine Ellipse, einen Kreis oder eine gerade Linie.

2. Demonstrieren der Phasenverschiebung bei Transformatoren.

3. Aufnahme von Charakteristiken beim Lichtbogen.

4. Aufnahme von Hysteresiskurven.

Der Apparat wird vom Universitätsmechaniker H. Sandström, Lund, angefertigt.

(Eingegangen 16. November 1909.)

Neue Magnetinduktoren für höhere Frequenzen.

Von R. Hartmann-Kempf.

Die Erfolge mit ihren Magnetinduktoren zu ferntachometrischen Zwecken veranlaßte die Firma Hartmann & Braun, A.-G., das hierzu benutzte eigenartige System auch für Generatoren zur Erzeugung hochfrequenter Ströme zu benutzen.

Das Eigenartige der Konstruktion liegt hauptsächlich in der Form des Polankers. Aus der schematischen Zeichnung eines sechspoligen Induktors (Fig. 1) gehen diese, sowie andere neuartige Einzelheiten hervor. Die sechs Pole werden von drei Hufeisenmagneten gebildet, deren Kraftlinien sowohl durch die jedem einzelnen Magneten gegenüberstehenden Ankerarme, als auch durch die zwischen zwei Magneten den Schluß vermittelnden Arme geleitet werden. Der magnetische Schluß ist also ein ausgezeichneter; gleichgerichtete benachbarte Magnetpole sind vermieden. Der Magnetkranz dreht sich um den feststehenden Anker unter Fortfall von Schleifringen und Bürsten. Das Gehäuse selbst ist als dreistufige Riemenscheibe mit den Durchmessern 15, 10 und 5 cm ausgebildet, so daß es wie ein Vorgelege aussieht; es läuft in Präzisionskugellagern mit Dauerschmierung.

Der Anker trägt nun im Gegensatz zu den üblichen Bewicklungsarten nicht sechs, sondern nur drei Spulen, d. h. allgemein nur halb so viel Spulen, als Polwechsel pro Umlauf. Hierdurch erhalten nicht nur die Spulen selbst, sondern namentlich die spulenlosen Arme eine viel günstigere Form; denn nun kann man die freien Polarme konisch gestalten und zwar so breit, daß sie die Magnete kurz schließen können. Hierdurch wird ein Abriß gänzlich vermieden; der Übergang erfolgt weich und die Stromkurve bleibt nahezu sinusförmig.

Die Leistung eines solchen Induktors wächst annähernd proportional mit der Umdrehungszahl; auch bleiben die Magnete außerordentlich konstant. Daher eignen sich diese Induktoren besonders gut zur Erregung von Voltmetern, die als Geschwindigkeitsanzeiger geeicht sind. Über solche Ferntachometer wird an anderer Stelle ausführlicher berichtet (vgl. auch Fig. 7).

Nach ganz ähnlichen konstruktiven Grundsätzen sind die Induktoren mit 12, 24 und 48 Polen gebaut. Nur bei dem kleinen vierpoligen Induktor (links in Fig. 2) wird ein einziger kreisrunder Magnet verwendet, der an den vier Polen eines feststehenden Kreuzankers vorbeiläuft, wie später bei der Hochfrequenzmaschine ausführlich beschrieben.

Die Leistung der Induktoren wächst natürlich mit der Tourenzahl, jedoch ist sie durch die räumlichen Größenverhältnisse begrenzt.

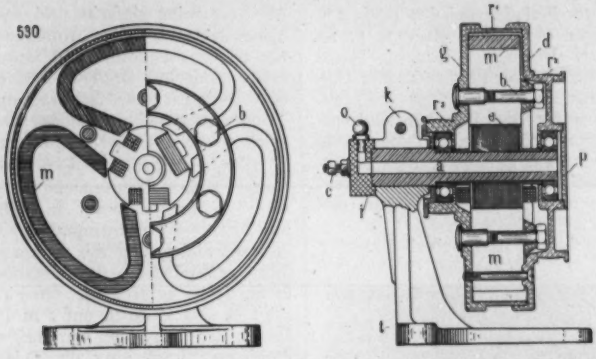


Fig. 1. Inneres eines sechspoligen Magnetinduktors mit feststehendem Anker und umlaufendem, als mehrstufige Riemenscheibe ausgebildetem Magnetgehäuse.

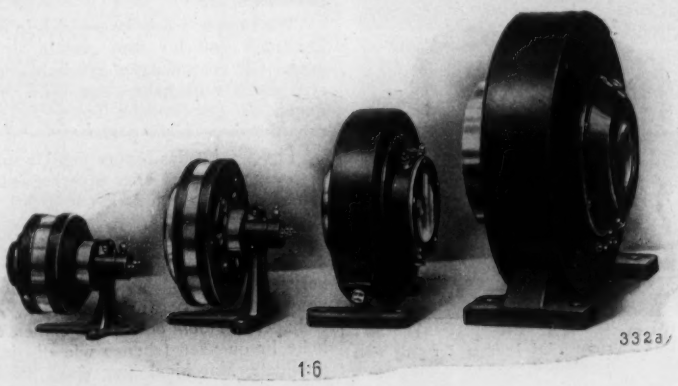


Fig. 2. Vielpolige Magnetinduktoren für Dauerbetrieb.

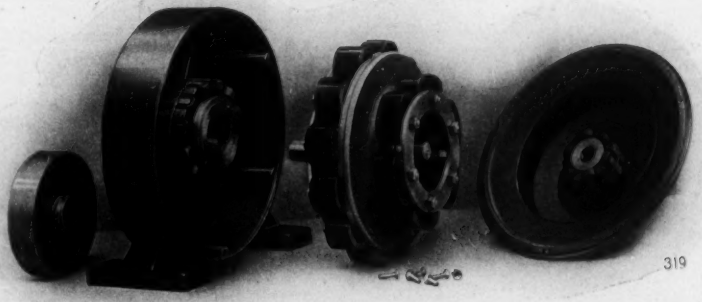


Fig. 3. Induktor zur Erzeugung zweier verschiedener Periodenzahlen (z. B. für akustische Untersuchungen).

Sie beträgt für 100 Perioden bei den 4-, 6-, 12-, 24- und 48poligen Induktoren etwa 3, 5, 10, 25 und 100 Watt. Die beiden letzteren Typen gestatten aber bei höherer Frequenz unter Umständen eine Entnahme bis zu 40 bzw. 500 Watt.

Von Interesse für den Physiker sind insbesondere die genannten letzteren Typen sowie ein Doppelinduktor mit zwei getrennten Stromkreisen von zwei verschiedenen Frequenzen, z. B. 12 und 24 oder 18 und 24 Wechsel pro Umlauf (Fig. 3).

Derartige Induktoren sind auch als Erzeuger

Fig. 4. Starke Luftströmung bei kräftiger Erregung eines Dosentelephons.

für ganz reine einfache und zusammengesetzte Töne wertvoll. Ein 24poliger Induktor kann bis zu 3000 Touren pro Minute aushalten; er erzeugt hierbei im Telephon einen Ton von 600 (polarisierten) Schwingungen, in einem Telephonhörer ohne permanente Magnete einen solchen von 1200 Schwingungen.

Gelegentlich solcher Versuche beobachtete der Verfasser eine eigentümliche Erscheinung. Wird eine Telephonmembrane in Nähe ihres Eigentones (600—800 Schwingungen) stark erregt, so entsteht gleichzeitig mit einem grellen Ton ein kräftiger Windstrom, der imstande ist, ein Papier in die Höhe zu treiben. (In einer Rauchwolke zeigt er sich deutlich auf 1 m Höhe.) (Fig. 4.) Das Papier fliegt aber nur auf, wenn es einige Zentimeter hoch über die Telephonschale gehalten wird. Anscheinend wirkt die Membran wie eine Luftpumpe. Das Experiment ist höchst überraschend.

Die Telephontöne lassen sich in jeder Stärke herstellen und bis zum grellen Schreien steigern. Die Abstufungen geschehen am einfachsten durch Vorschalten von Widerständen, wogegen die gewöhnliche Tonsirene solche Tonschattierungen nicht gestattet.

Fig. 3 zeigt das Innere des Doppelinduktors. Kuppelt man zwei oder mehrere solcher Induktoren, so lassen sich Akkorde u. dgl. zusammenstellen.

Mit dem Hochfrequenzinduktor (Fig. 5) kann man über 5000 Polwechsel in der Sekunde hervorbringen. Dabei ist die große Leistung von etwa 500 Watt zu beachten, da die gewöhnlichen Hochfrequenzmaschinen für derartig hohe Frequenzen (ebenso wie die in Fig. 8 abgebildete Maschine) nur ganz minimale Lei-

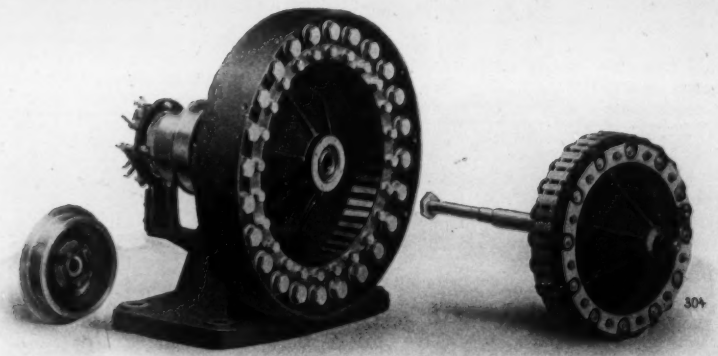


Fig. 5. Hochfrequenz-Induktor für größere Leistungen; Anker sowie Magnetkranz entgegengesetzt umlaufend.

stungen (unter 1 Watt) hergeben können. Diese Maschine eignet sich daher für Messungen von Kapazitäten, Selbstinduktionen usw. in Kabeln und sonstigen elektrischen Apparaten. Aber auch zu akustischen Untersuchungen wird sie in vielen Fällen als wertvolles Hilfsmittel zur Erzeugung reiner Töne in jeder gewünschten Stärke dienen können. Die hohen, an der Grenze der musikalischen Noten liegenden Töne im Telephon sind von wundervoller Klarheit bei einer nötigenfalls dampfpfeifenartigen Stärke.

Um solch hohe Frequenzen überhaupt hervorzubringen, müssen Magnetkranz und Anker gegeneinander laufen; ein jeder mit etwa 3000 Touren in der Minute. Bei dem Magnetgehäuse (Fig. 5 und 6) entspricht dies einer Peripheriegeschwindigkeit von etwa 64 m in der Sekunde. Daher sind an die Konstruktion dieser Hochfrequenzmaschine ungewöhnliche Ansprüche gestellt worden; Fig. 6 zeigt einige interessante Einzelheiten.

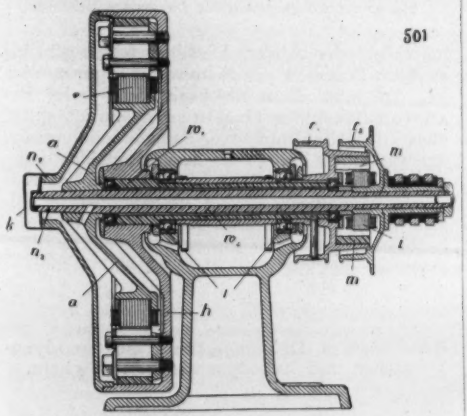


Fig. 6. Konstruktion der Hochfrequenzmaschine nach Fig. 5.

Magnetkranz und Anker befinden sich in einem völlig abgeschlossenen Stahlgußgehäuse h, welches auf die Welle w_1 heiß aufgezogen ist. Diese Hohlwelle w_1 dient gleichzeitig als Träger der Kugellager für die innere Welle w_2, die zum Antrieb des entgegengesetzt laufenden Ankers dient. Dieser Antrieb kann durch Riemenscheiben r_1 und r_2 erfolgen oder durch direkte Kupplung bei n_1 und n_2. (Nach Abnahme der Schutzkappe k.) Das Ankergerüst a trägt den Eisenanker e aus fein lamellierten Blechen.

Die eine Riemenscheibe birgt noch einen Kreuzanker i (auch in Fig. 5 ersichtlich), die andere den dazugehörigen kreisrunden Magnet m. Die hierin erzeugte niedere Frequenz dient zur genauen Anzeige der Tourenzahl mittels eines Resonanzfrequenzmessers. Pro Doppelumlauf entstehen daher acht Polwechsel in dem kleinen Induktor, welchen 96 Wechsel des großen Induktors entsprechen. Bei 3000 Touren und 2400 Perioden des Hochfrequenzinduktors gibt der vierpolige Induktor nur 200 Perioden, was sich noch bequem an einem durch Schwingungsbilder anzeigenden Frequenzmesser ablesen läßt.

Bei vielen Wechselstrommessungen wird auf eine möglichst sinusförmige Stromkurve besonderer Wert gelegt. Wie die Darstellungen in Fig. 7 zeigen, ist die Stromkurve nahezu sinus-

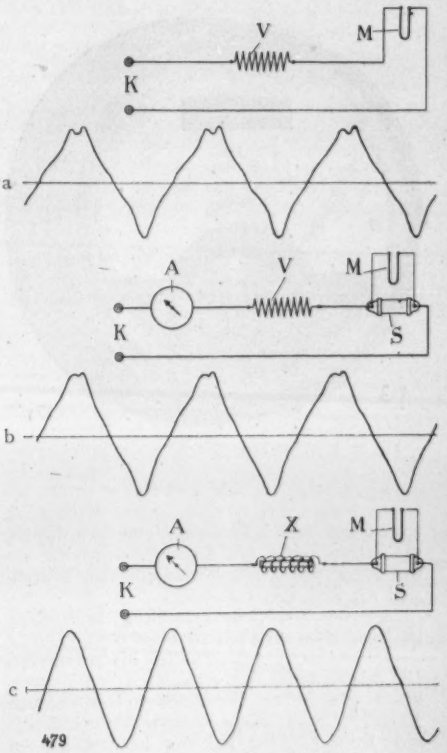


Fig. 7. Einfluß auf die Kurven durch verschiedene Belastung und Induktion.

förmig. Es kommt natürlich auf die Verhältnisse des Stromkreises an, sowie auf die Frequenz. Bei Wechselströmen hoher Frequenz (1000 Perioden und mehr) werden selbst bei mäßiger Induktion die Obertöne in den Stromkurven erdrückt. Aber auch bei niederer Fre-

quenz (120 Perioden) gelingt es, die Zacken aus den Kurven herauszubringen, namentlich wenn der Induktor auf stärkere Strombelastung beansprucht wird. Die Oszillogramme der Fig. 7 schildern folgende Verhältnisse: Fig. 7a. Der Induktor ist unbelastet; die Spannung wird von der Klemme k über den Vorschaltwiderstand V der Meßschleife M zugeführt. In Fig. 7b ist der Induktor halb belastet; das Amperemeter zeigte 2,5 Amp. Dementsprechend wird die Meßschleife an einen Shunt S gelegt.

Der Induktionswiderstand X (in Fig. 7c) bringt die Obertöne gänzlich zum Verschwinden, trotzdem er so gering war, daß er noch drei Ampere durchließ.

Fig. 8. Präzisions-Ferntachometer mit Kontroll-Zungen.

Fig. 8 zeigt ein sehr praktisches Ferntachometer, dessen Zeiger einen großen Meßbereich angibt und dessen Kontrollzungen dazu dienen, die Zeigerangabe mit der entsprechenden aus der Frequenzmessung hervorgehenden Tourenzahl auf Richtigkeit zu prüfen.

Die oben beschriebene Hochfrequenzmaschine ist leicht transportabel; sie wiegt etwa 60 kg.

Der Antrieb geschieht mittels Riemenscheibe. Die Ineinanderlegung der Achsen von Magnetkranz und Anker bietet neben konstruktiven Vorteilen noch die Annehmlichkeit, daß die eine Seite gänzlich frei von hervorstehenden oder empfindlichen Teilen ist und daß sich zudem sowohl an die innere Achse wie an das äußere Gehäuse andere Maschinen, event. ein weiterer Satz Induktoren direkt kuppeln lassen.

Im Anschluß hieran sei noch kurz die kleine Hochfrequenzmaschine (Fig. 9) genannt. Sie besitzt einen fein lamellierten Anker, dessen Zähne pro Umlauf 72 Perioden in der feststehenden Magnetspule hervorrufen. Der kräftige Magnet

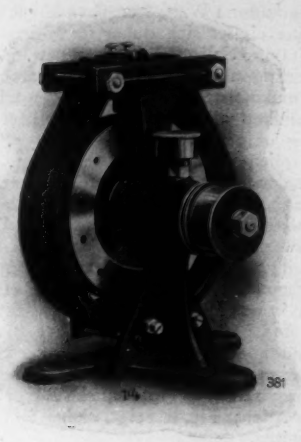


Fig. 9. Hochfrequenzmaschine für geringe Leistung.

umschließt den Anker. Diese Maschine gibt bis zu 8000 Perioden pro Sekunde. Eigentümlich ist, daß man diese Wechselströme beim Berühren mit feuchten Fingern sehr deutlich spürt, ohne jedoch die Empfindung zu haben, daß es sich um wesentlich höhere als fast 200mal so hohe Frequenzen als die der gewöhnlichen Wechselströme handelt.

(Eingegangen 4. November 1909.)

Gemeinsames Drehungsgesetz bei geodynamischen und heliodynamischen Wirbeln.

Von Wilhelm Krebs.

Die stärksten Erdbeben des Jahres 1907 auf den Antillen und den Philippinen wiesen in der Anordnung ihrer Herde eine auffallende Übereinstimmung auf.

Der Hauptherd des Erdbebens von Jamaika, Januar 14, 1907, lag nahe der Küste im Meeresgrunde. Drei Nebenherde lagen auf der Insel, zwei von ihnen mit dem Hauptherde zusammen nahe der seismotektonischen Linie, mit der Hobbs nach Montessus de Ballore Port Royal auf Jamaika und Vuelta de Abajo auf Cuba verbindet.

Der Hauptherd des Erdbebens von Camarinas, April 19, 1907, lag im Grunde des Ragaygolfes. Drei Nebenherde lagen, in einer Linie mit ihm, auf Luzon beim Taalvulkan, über der Seebebenstelle des Golfes von Manila und über der Seebebenstelle südlich des Golfes von Subig.

Die Stoßrichtungen im Umkreis der beiderlei Hauptherde wiesen, neben radialer, antizyklonale Anordnung auf, die Stoßrichtungen bei den beiderlei Nebenherden wiesen zyklonale Anordnung auf.

Ein ähnlicher Wechsel zwischen zyklonalen und antizyklonalen Anordnungen kehrt bei den auf der Sonnenoberfläche neuerdings festgestellten Wirbelsystemen wieder. Nach G. E. Hales Veröffentlichung im Novemberheft 1908 des Astrophysical Journal verlaufen die Stromlinien der hellen Ausbruchsmassen in der Höhe über spektroskopisch betrachteten Sonnenflecken zyklonal. Aus theoretischen Gründen hält Hale den Nachweis der entgegengesetzten, antizyklonalen Drehung eines Fleckenwirbels (spot-vortex) für wünschenswert.

Dieser Nachweis war von mir selbst schon erbracht und für vier Fälle, drei südhemisphärische und einen nordhemisphärischen, im Märzheft 1908 der Mitteilungen der V. A. P. zusammengefaßt.

In allen drei Reihen, den beiden geophysikalischen und der heliophysikalischen, tritt die antizyklonale Drehung augenscheinlich entgegen als Ausdruck eines Absinkens, die zyklonale Drehung als Ausdruck eines Aufsteigens. Die Analogie mit dem barischen Gesetz der atmosphärischen Wirbel, nach Hadley, Buys, Ballot und Ferrel, erscheint um so fesselnder als es sich in beiden Vorgängen um das Vorhandensein verschieden großer Winkelgeschwindigkeiten handelt. Die tieferen Bodenschichten des Erdballs, die tieferen Schichten der Chromo- und Photosphäre des Sonnenballs besitzen eine geringere Winkelgeschwindigkeit der Rotation ganz ebenso, wie sie die Erdatmosphäre in höheren Breiten aufweist. Die Wirkung dieser verschieden großen Rotationsgeschwindigkeiten innerhalb der Erdatmosphäre zur Bildung zyklonaler und antizyklonaler Wirbel mit vertikaler Achse wird aber erst dadurch ausgelöst, daß eine Massenversetzung aus niederen nach höheren und aus höheren nach niederen Breiten eintritt. Es ist die Frage, ob eine solche Versetzung in horizontaler Richtung zum mindesten der Tendenz nach bei den vulkanischen Vorgängen der Erde und der Sonne vorhanden sei.

Diese Frage kann tatsächlich bejaht werden. Die Ausbrüche und aufstauchenden Hebungen finden in radialer Richtung statt. Sie entfernen sich demnach mehr und mehr vom Äquator, während die Richtung der Erd- und der Sonnenrotation diesem streng parallel verbleibt. Eine nicht unerhebliche Komponente der Beschleunigung in den tieferen, der Verlangsamung in den höheren Schichten gelangt demnach in horizontaler Richtung zur Geltung.

Es besteht keine prinzipielle Schwierigkeit dagegen, die antizyklonalen und zyklonalen Wirbel der Erd- und der Sonnenoberfläche ebenso aus der Rotationswirkung zu erklären wie die Wirbel der Erdatmosphäre.

Großflottbek im August 1909.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

Antipodale und in abgemessenen Abständen ringbildende Erdkatastrophen.

Von Wilhelm Krebs.

Ein Vergleich der Erdbebenstatistiken Jamaikas und der Philippinen für Januar 1907 ergab in drei Fällen ein Zeitintervall von 31—36 Minuten, demnach eine Bestätigung des von Oddone für die Erdbeben des 16. August 1906 geführten Nachweises, nach welchem das Erdbeben Mittelchiles entfesselt war durch die zweiten Vorläuferwellen des um etwa 30 Minuten vorangegangenen Bebens im Nordpazifik.

In einem dieser drei Fälle, am 23. Januar 1907, war einem Beben bei Kingston und Richmond auf Jamaika, auf der Philippineninsel Romblon nicht allein nach 31, sondern auch schon nach 13 Minuten ein Beben gefolgt. Hier scheinen also auch die ersten Vorläufer von einem besonders tief gelegenen Herde wirksam gewesen zu sein.

Dieser antipodalen Korrespondenz im kleinen hatte im großen das Auftreten des Erdbebens vom Januar 14, 1907 entsprochen, durch welches besonders Kingston auf Jamaika zerstört worden war. Um 28 Stunden war ihm ein gleicherweise starkes Erdbeben auf den Philippineninseln Samar, Leyte und Mindanao vorausgegangen. Die Entfernung von Jamaika beträgt entlang der atlantisch-altweltlichen Seite 202, entlang der pazifischen Seite 158 Längengrade. Die beiden Bebengebiete waren immerhin nur annähernd antipodal.

Ihre Abstände beiderseits der Erde wurden nahezu halbiert durch die Schauplätze anderer Bodenkatastrophen, die ebenfalls zwischen Januar 13 und 16, 1907 entfielen: Ausbruch des Ätna mit nachfolgenden Erschütterungen und Ausbruch des Maunaloa.

Ähnliches wiederholte sich im März und April 1907 und im Juni und Juli 1909. In den folgenden Tabellen sind, I. die Bebenorte und -zeiten, II. die geographischen Längen östlich von Greenwich der wahrscheinlichen Herde, III. die Differenzen dieser Längen zusammengestellt.

I. Januar 1907 . .	Visayas 13. I.	Hawai vor 16. I.	Jamaika 14. I.	Sizilien 7.—13. I.
März/April 1907	Ulie u. Caragan 29. III.	Südmexiko 15. IV.	Azoren 31. III.	Bitlis 29. III.
Juni 1909 . .	Sawaii ?	Plata 3. VI.	Provence 11. VI.	Korintji 4. VI.
Juni/Juli 1909 .	Bismarck-Arch. 22. VI.	Südmexiko 30. VII.	Tenerife 22. VI.	Hindukush 7. VII.

II. Januar 1907 . .	125°	205°	283°	375°
März/April 1907	145	250	330	402
Juni 1909 . .	190	280	365	461
Juni/Juli 1909 .	150	250	343	430

III. Januar 1907 . .	80°	78°	92°	110°
März/April 1907	105	80	72	103
Juni 1909 . .	90?	85	96	89?
Juni/Juli 1909 .	100	93	87	80

Die unter III. angeführten Längenabstände betragen $90° \pm 22$ Proz.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

Die seismische Konstante des Metallkerns der Erde.

Von Wilhelm Krebs.

Ausgehend hauptsächlich von den Untersuchungen H. Benndorfs über die Fortpflanzung der Erdbebenwellen und von S. Watzofs Statistik der Balkanbeben von April 4, 1904 hat E. Oddone seismische Konstanten bei Makroseismen aufgefunden. Hauptsächlich sind es Zeitintervalle von 30—36, 54—69, 23—25 Zeitminuten, die von jenen Beben festgestellt und bei anderen Beben wiedergefunden wurden.

Dem von Oddone beigebrachten Material konnte ich selbst aus Maxwell-Halls Statistik der Erdbeben auf Jamaika, besonders im Januar und Februar 1907, noch 7 Fälle von 30—35 Minuten, 10 von 55—60 Minuten hinzufügen. So war mir schließlich möglich, aus 21 Fällen den Durchschnittswert 33, aus 25 Fällen den Durchschnittswert 60, aus 21 Fällen den Durchschnittswert 24 Minuten zu ermitteln.

Die erste Konstante 33 (Oddone bezeichnete sie teils mit 33, teils mit 34) ist von ihm mit der Zahl 17, die zweite Konstante 60 (Oddone nahm 64 oder $64{,}5 \pm 2$ an) ist von ihm mit der Zahl 33 in Zusammenhang gebracht. Diese Zahlen ergeben sich aus den von Benndorf entworfenen Zeitkurven für die ersten und die zweiten Vorläufer von Fernbebenaufzeichnungen als die Minutenzeiten bis zur Erreichung der dem Herde antipodalen Stelle der Erde. Oddone schließt daraus, daß die von ihm festgestellten Zeitintervalle von einigen 30 und einigen 60 Minuten der Wiederkehr reflektierter Vorläuferwellen von der antipodalen Erdstelle aus entsprechen.

In bezug auf das dritte Intervall von 24 (Oddone selbst schreibt 23) Zeitminuten bekennt er allerdings „keine Idee zu haben, wo die Wellen reflektiert werden könnten". Diese Lücke der Oddoneschen Darstellung wird ausgefüllt durch Berücksichtigung der von Benndorf und von Wiechert an Seismogrammen nachgewiesenen bedeutendsten Grenzfläche des Erdinnern, nach Wiechert der Grenzfläche zwischen Metallkern und Steinmantel.

Wenn von einem Punkte jener Grenzfläche eine Vorläuferwelle ausgeht, die, an dem antipodalen Punkte reflektiert, nach dem Ausgangspunkt zurückkehrt, so ist der Effekt auf die entsprechenden Punkte der Erdoberfläche zeitlich an das Intervall des Vorganges innerhalb des Metallkerns gebunden. Denn die Verspätungen zwischen Mantel- und Kernoberfläche vollziehen sich an der diesseitigen und an der antipodalen Stelle in genau entgegengesetzter Richtung und gleichen sich infolgedessen aus. Und es liegt durchaus im Bereiche des Wahrscheinlichen, den Herd des ersten Bebens so tief im diesseitigen Mantelteile anzunehmen, daß derselbe Ausgleich für den ersten Anstoß gilt.

Unter dieser wahrscheinlichen Voraussetzung und ferner der vorläufigen Annahme gleichmäßiger Geschwindigkeit der ersten Vorläuferwellen entlang einem Erddurchmesser (2×6370 km), ergibt sich die Proportion $12740 : 33 = x : 24$. Daraus der Durchmesser des Metallkerns $x = 9266$ km.

Nach Wiechert ist aber die durchschnittliche Geschwindigkeit in ihm 1,062mal, nach Benndorf 1,082mal größer als im Gesamtdurchschnitt der Erde. Der Metallkern mißt demnach, nach Wiechert berechnet 9850, nach Benndorf berechnet 10026 km.

Für den Steinmantel ergibt sich daraus eine Dicke nach Wiechert von 1454 km, nach Benndorf von 1308 km, Werte, die durchaus innerhalb der von Wiechert angegebenen Breite von 1300—1600 km entfallen.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

Polarisation des Himmelslichtes.

Von Wilhelm Krebs.

Die von Friedrich Busch mit so vielversprechendem Erfolge durchgeführten Beobachtungen mit dem Savartschen Polariskop beschränkten sich, mit gelegentlichen, kaum mehr als einige Halos betreffenden Ausnahmen, auf den Vertikal der Sonne. Verläßt man diesen und dehnt die polariskopische Beobachtung auf den ganzen Himmel aus, dann stellen sich Felder positiver und negativer Polarisation heraus. Jene sind, bei vertikaler Stellung, kenntlich an einem, diese an zwei dunklen Bändern innen zwischen den farbigen.

Voneinander abgegrenzt sind diese Felder durch neutrale Banden, denen die neutralen Flecke Arago und Babinet oder statt seiner gewöhnlich die weithin neutral erscheinende Umgebung der Sonne als Ecken oder Depressionen angehören. Am ganz klaren Himmel fand ich wiederholt die Anordnung dieser neutralen Banden derart, daß beim Visieren nach der Seite der Sonne und nach ihrer Gegenseite hin jedesmal die links aufsteigende Bande eine nach dem Zenit gerichtete Knickung um 90° erfuhr. Daraus ergab sich die Konstruktion eines rechteckigen zenitalen Feldes positiver Polarisation, das ausgeschnitten war aus den horizontnäheren Partien negativer Polarisation.

An einem Tage mit Bewölkung, besonders mit *ci*-Streifen, fand ich wechselnde Gestaltung dieser Banden (Meteorolog. Zeitschr., Januar 1909, S. 37).

Doch erscheint es viel zu weit gegangen, wenn neuerdings von Busch und Jensen vorgeschlagen wird, wegen der durch solche Beobachtungen belegten Unregelmäßigkeiten auf Polarisationsbeobachtungen bei nicht gänzlich klarem Himmel überhaupt zu verzichten. Das würde die Ausnutzung der Polarisation für die praktische Geophysik der Atmosphäre in vielen Fällen illusorisch machen, durch allzu spärliche Beobachtungen.

Es würde auch nicht dem von Busch selbst mit dem erwähnten Erfolge eingeschlagenen Wege entsprechen. In seiner umfassenden Bearbeitung der Jahre 1886 bis 1889 (Gymnasialprogramm Arnsberg 1890) nahm er „mit ganz wenigen Ausnahmen, welche infolge der Einwirkung von Cirren eine sehr erhebliche Abweichung von den normalen Verhältnissen zeigen, alle Beobachtungen auf". Tatsächlich sind in den Tabellen jener Arbeit von Wolken Cirri, Cirrostrati und Cumuli vielfach erwähnt.

Durch die ebenso unbeirrte Beobachtung an 11 Terminen des Juni, an 29 des Juli 1909 zu Groß-Flottbek war es mir möglich, auf solche Weise eine Beobachtungsreihe zu schaffen, die den von Busch vorliegenden Reihen für 1886 bis 1889 durchaus vergleichbar ist. Sie lieferte in der Tat auch ein geophysikalisches Kriterium beim Vergleich der Juni- mit den Julireihen 1909. Während der Aragopunkt im Juli 1909 das gleiche Niveau beizubehalten schien, durchschnittlich, wie im Juni, hob sich das Julimittel für den Babinetpunkt fast um drei Grade. Die genaueren Zahlen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Polarisation des Himmelslichtes zu Groß-Flottbek.

Datierung 1909: Juni 1 bis 25 Juli 1 bis Aug. 14	Differenz gegen die Arnsberger Mittelwerte 1889	
beim Aragopunkte . .	+2,7°	+2,7°
Zahl der Beobachtungen	(11)	(29)
beim Babinetpunkte . .	−3,6°	−0,8°
Zahl der Beobachtungen	(9)	(29)

Da die Kimmlinie im hügeligen und teilweise von Bäumen bestandenen Geestgebiete unsicher ist, aber konstant in gleicher Höhe angenommen wurde, beanspruchen diese Höhenwerte zwar nicht absolute, doch relative Geltung.

Der Babinetpunkt war demnach berechnet auf den Stand zu Arnsberg in dem annähernd normalen Jahre 1889, über Groß-Flottbek nach 25. Juni 1909 durchschnittlich um 2,8° gehoben, während der Aragopunkt im Durchschnitt gleiche Höhe über dem Gegenpunkte der Sonne beibehielt. Diese Verschiedenheit des Verhaltens stand in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Arnsberger Beobachtungen für 1886 bis 1889. Denn in diesen Jahren erwies sich der Babinetpunkt ungefähr viermal beweglicher gegenüber der Beeinflussung der Polarisation durch die atmosphärisch-optischen Folgen vulkanischer Ausbrüche, als der Aragopunkt.

Die Änderung, welche in solcher Weise an der Polarisation des Himmelslichtes über Groß-Flottbek nachgewiesen war, sprach deshalb für ähnliche Ereignisse vulkanischer Art wie diejenigen, die dem Jahre 1886 vorangingen. Tatsächlich liegen vom 22. Juni 1909 Nachrichten vor über einen vulkanischen Ausbruch auf Tenerife. Auch sind aus theoretischen Gründen vulkanische Ereignisse um dieselbe Zeit in anderen, entlegeneren Teilen der Erde wahrscheinlich, besonders im Samoa- und Tongagebiet [1]).

Die Fortsetzung der Polarisationsbeobachtungen bis 29. August 1909 brachte für den Aragopunkt 10, für den Babinetpunkt 7 Beobachtungen. Im Durchschnitt erwies sich jener nun um 0,8°, dieser um 0,5° mehr gehoben. Der Gesamtdurchschnitt ergab vom 25. Juni an

1) Vgl. hierzu die früheren Ausführungen desselben Verfassers in dieser Zeitschrift über Antipodale und in abgemessenen Abständen ringbildende Erdkatastrophen.

für den Aragopunkt $0{,}2^0$, für den Babinetpunkt $2{,}9^0$ Hebung.

Aus den Verhandlungen der V. A. P. zu Hamburg am 18. September 1909.

(Eingegangen 21. Oktober 1909.)

Bemerkungen zu der Doktordissertation von Herrn G. van Rij.

Von Hans Happel.

Bereits im vorigen Jahre erschien eine Abhandlung von Herrn van Rij [1]), in der er unter andern Resultate meiner [2]) Arbeit: „Zur Theorie und Prüfung der Zustandsgleichung" in Zweifel zieht. Im folgenden möchte ich zeigen, daß alle Einwände von Herrn van Rij unberechtigt sind, ich kann dies erst jetzt tun, da Herr van Rij seine Arbeit mir erst vor kurzem zusandte und auch da erst, nachdem ich ihm geschrieben hatte.

Ich schrieb die verbesserte van der Waalssche Gleichung bei Vernachlässigung von höheren Potenzen von $\frac{b}{v}$ in der Form

$$p = \frac{RT}{v}\left|1 + \frac{b}{v} + \frac{5}{8}\left(\frac{b}{v}\right)^2 + 0{,}2869\left(\frac{b}{v}\right)^3\right| - \frac{a}{v^2}, \quad (1)$$

also in derselben Form, in der sie auch Boltzmann auf S. 152 des zweiten Bandes seiner Gastheorie schreibt, wobei er allerdings in der Annäherung nicht so weit geht.

Schon hiergegen wendet sich Herr van Rij, die Gestalt der Gleichung hält er nicht für geschickt. Herr van Rij schreibt die Zustandsgleichung in der Form:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}, \quad (2)$$

wobei er b als Funktion von v ansieht, er setzt:

$$b = bg\left(1 - \alpha\frac{bg}{v} + \beta\left(\frac{bg}{v}\right)^2 + \cdots\right),$$

hierbei ist bg der Wert von b für $v = \infty$, α und β sind Zahlenkonstanten. Herr van Rij scheint, wenn ich ihn recht verstehe, die Ansicht zu vertreten, daß man die Zustandsgleichung nur in der Form (2), nicht aber in der Gestalt (1) schreibe dürfe. In Wirklichkeit aber läßt sich — wie dies wohl ganz selbstverständlich sein dürfte — nicht zeigen, daß Form (1) keine Berechtigung habe oder prinzipiell ungeeigneter als (2) sei, es sei noch ausdrücklich erwähnt, daß in (1) der Term mit $\frac{b}{v}$ als Korrektionsglied 1. Ordnung zum Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz, der mit $\frac{5}{8}\left(\frac{b}{v}\right)^2$ als Korrektionsglied 2. Ordnung aufgefaßt wird usw., natürlich ist hierbei nur die Rede von derjenigen Korrektion, die von der Ausdehnung der Moleküle herrührt. Herr van Rij scheint der Meinung zu sein, daß ich die Korrektion in anderer Weise aufgefaßt habe, hierzu findet sich aber in keiner meiner Arbeiten der geringste Anhaltspunkt, vielmehr habe ich stets an der eben erwähnten Ansicht festgehalten, die auch von Boltzmann vertreten wird.

Ich wende mich jetzt gegen die Einwände, die Herr van Rij gegen den Teil meiner Arbeit erhebt, in dem ich Gleichung (1) auf das Gebiet der Grenzkurve anwende.

Ich bezeichne, wie in meiner früheren Arbeit, mit $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ den Wert von $\frac{dp}{dT}$ für die Dampfdruckkurve und zwar im kritischen Punkt. Aus den Beobachtungen von Ramsay und Travers bei Argon erhielt ich

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 1400\,\frac{\text{mm } Hg}{\text{Temp.}}. \quad (3)$$

Herr van Rij beschreibt in seiner Arbeit ein Verfahren, nach dem ich zu diesem Wert gekommen sein soll und wendet sich dann gegen dessen Berechtigung. Das Seltsamste hierbei ist, daß ich den Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ überhaupt nicht in der Weise gewonnen habe, die Herr van Rij als die meinige ausgibt; ich hatte vielmehr den Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ in einwandfreier Weise erhalten, indem ich die Beobachtungen von Ramsay und Travers (diejenigen auf S. 671 ihrer Arbeit im 38. Bande der Zeitschr. f. phys. Chemie) zweimal aufzeichnete, ausglich, dann die Tangente im kritischen Punkte zog und so $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ maß.

Herr van Rij bezweifelt ferner die Richtigkeit des von mir für $\frac{dp}{dT}$ bei Argon erhaltenen Wertes. Er bildet den Differenzenquotient $\frac{p_k - p}{T_k - T}$ für verschiedene Punkte pT der Dampfdruckkurve, wobei er ebenfalls die Tabelle auf S. 671 der Arbeit von Ramsay und Travers benutzt, für denjenigen Punkt $p_1\,T_1$, der in der Tabelle dem kritischen Punkt am nächsten liegt, findet er

$$\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1} = 1477;$$

1) G. van Rij, Schijnassociatie ter verklaring van de verschillen tuschen de uitkomsten van het Experiment en de toestands vergelijking van der Waals. Amsterdamer Doktordissertation 1908.

2) H. Happel, Ann. d. Phys. 21, 342, 1906.

er folgert dann weiter, daß $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ „ansehnlich größer als 1477" sei. Dies Verfahren ist zwar bei einigermaßen gut ausgeglichenen Beobachtungen gestattet, auf die Daten von Ramsay und Travers aber ist es in der Nähe des kritischen Zustandes nicht anwendbar, wie aus dem Folgenden hervorgeht. Zeichnet man nämlich die Zahlen von Ramsay und Travers auf Millimeterpapier, so erkennt man, und zwar recht deutlich, daß die Ausgleichung in der nächsten Nähe des kritischen Punktes zu wünschen übrig läßt. Legt man eine Kurve von der bekannten Form der Dampfdruckkurve durch die erhaltenen Punkte hindurch, so daß sie sich ihnen möglichst gut anschmiegt und bezieht man die Größe $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ auf diese Kurve, so lehrt schon der Augenschein, daß der mit den Ramsay-Traversschen Zahlen gebildete Differenzenquotient $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$ größer ist als $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$, es folgt daraus, daß man $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ nicht in der Weise berechnen kann wie dies Herr van Rij tut.

Dies läßt sich auch in strengerer Weise auf rechnerischem Wege einsehen. In der folgenden Tabelle ist für je zwei bei Ramsay und Travers aufeinander folgende Punkte der Differenzenquotient $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ gebildet und außerdem ist die Differenz δ zwischen je zwei benachbarten Werten von $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ angegeben.

$\frac{\Delta p}{\Delta T}$	δ
$\frac{2000}{1,78} = 1120$	
	60
$\frac{2000}{1,70} = 1180$	
	70
$\frac{2000}{1,60} = 1250$	
	−30
$\frac{2000}{1,64} = 1220$	
	40
$\frac{2000}{1,59} = 1260$	
	220
$\frac{2200}{1,49} = 1480$ [1]	

Der erste Wert für $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ bezieht sich auf die zu $p = 28000$ und $p = 30000$ mm gehörigen Daten, der letzte Wert ist die Größe $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$. Daß δ an einer Stelle negativ ist, deutet wieder auf die ungenügende Ausgleichung. Für die Werte des Differenzenquotienten von 1120 bis 1260 beträgt δ im Mittel $\frac{140}{4} = 35{,}0$ und für die Daten von $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ von 1180—1260 ist δ durchschnittlich gleich $\frac{80}{3} = 26{,}7$. Es muß nun auch die Differenz zwischen dem Differenzenquotient 1260 und dem folgenden etwa gleich 26,7 betragen. Es ist ja allerdings unmöglich, δ mit Genauigkeit zu berechnen, nehmen wir daher an, daß δ in Wirklichkeit doppelt so groß sei, also gleich 53,4, so unterscheidet sich selbst dieser Wert noch beträchtlich von der in der Tabelle angegebenen Zahl, nämlich 220. Hieraus folgt wieder, daß der Wert des Differenzenquotienten $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$, nämlich 1480, falsch ist und das gleiche gilt dann natürlich auch von der von Herrn van Rij für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ erhaltenen Zahl.

Läßt sich nun überhaupt der Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ aus den Angaben von Ramsay und Travers berechnen? Ich glaube wenigstens für Argon muß man diese Frage unbedingt bejahen, zumal die Daten von Olszewski mit denen der englischen Physiker befriedigend übereinstimmen. Die einzelnen Zahlen bei Ramsay und Travers dürften doch wohl einigermaßen genau sein, aber sie sind nicht gut ausgeglichen.

Ein einwandfreier Weg zur Berechnung von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ist zweifellos der, den ich in meiner Arbeit benutzte und der im vorangehenden erwähnt wurde. Indem ich das obere Ende der pT-Kurve nach den Daten von Ramsay und Travers zeichnete, benutzte ich zur Berechnung von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ eine größere Zahl von Punkten, während Herr van Rij hierfür nur zwei verwendet. Ich habe nun in derselben Weise wie früher $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ für Argon nochmals bestimmt, ich erhielt in guter Übereinstimmung mit meinem früheren Wert $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 1370 \frac{\text{mm } Hg}{\text{Temp.}}$ und hieraus folgt weiter mit Benutzung der Ramsay und Traversschen Daten für T_k und p_k:

$$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}30. \qquad (4)$$

In meiner vorigen Arbeit fand ich $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}42$.

1) Herr van Rij berechnet diese Zahl auf 4 Stellen genau und findet 1477 statt 1480.

Da nach (1) $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}17$ ist, so erkennt man, daß die verbesserte van der Waalssche Gleichung (1) den Wert von $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ bei Argon nahezu richtig wiedergibt.

In gleicher Weise wie bei Argon hatte ich früher für Krypton $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ermittelt. Ich habe die Beobachtungen mehrere Male aufgezeichnet, die verschiedenen für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ erhaltenen Werte zeigten keine großen Differenzen, ich kann daher Herrn van Rij nicht beistimmen, wenn er behauptet $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ließe sich bei Krypton nicht bestimmen, überdies wird man wohl kaum behaupten können, daß die bei Krypton infolge der ungenügenden Ausgleichung auftretenden Unregelmäßigkeiten größer sind als bei Argon. Ich habe übrigens auch bei Krypton in derselben Weise wie früher (mittels der Tabelle auf S. 671 der Arbeit von Ramsay und Travers) $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ nochmals berechnet, ich erhielt $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 1030$, woraus $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}26$ folgt, was mit meinem früheren Wert befriedigend übereinstimmt. Also auch bei Krypton gibt die verbesserte van der Waalssche Gleichung den Betrag von $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ genähert richtig wieder.

Was nun Xenon betrifft, so liefert hier mein Verfahren für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ keine so genauen Werte wie bei den zwei anderen Stoffen, aus dem einfachen Grunde, weil keine Angaben über den Dampfdruck in der Nähe des kritischen Zustandes vorliegen. Ich habe nun trotzdem in derselben Weise wie bei Argon und Krypton $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ berechnet, ich erhielt die Werte 843 und 785 der Mittelwert 814 liefert mit den kritischen Daten $p_k = 43\,506$ mm, $T_k = 287{,}7$ für

$$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}38 \text{ mm}. \qquad (5)$$

Obwohl diese Zahl befriedigend mit der theoretischen übereinstimmt, so behaupte ich nur — weil der Wert für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ sehr unsicher ist — daß bei Xenon die Beobachtungen nicht im Widerspruch mit dem für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ theoretisch aus (1) berechneten Werte stehen.

Herr van Rij wendet zur Ermittlung einer unteren Grenze für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ bei Xenon dasselbe Verfahren an, das er bei Argon benutzt, wogegen sich die gleichen Einwände wie dort erheben lassen. Hätte Herr van Rij die Daten von Ramsay und Travers auf Millimeterpapier eingetragen, wie man dies in solchen Fällen wie hier doch immer tut, so hätte er erkannt, daß der kritische Punkt sich nicht in eine durch die übrigen Punkte gelegten Kurve einordnen läßt, vielmehr liegt er etwas oberhalb. Die von Herrn van Rij für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ abgeleitete untere Grenze hat daher gar keine Bedeutung.

Ich hatte früher auch das obere Ende der Dampfdruckkurve nach (1) berechnet und zwar für die reduzierten Temperaturen $t = 0{,}90$ und $t = 0{,}80$, da ich inzwischen den reduzierten Druck $\mathfrak{p}$ auch für $t = 0{,}95$ ermittelt habe, so stelle ich alle Resultate mit den Beobachtungsdaten bei Argon noch einmal zusammen.

t	$\mathfrak{p}$	
	nach Gleichung (1)	nach den Beob.
0,95	0,760	0,753
0,90	0,555	0,554
0,80	0,254	0,271

Man erkennt, daß die Übereinstimmung vorzüglich ist, Herr van Rij erhebt hiergegen den Einwand, daß bei der Berechnung der Dampfdruckkurve die weggelassenen Glieder mit $\left(\frac{b}{v}\right)^4$ usw. möglicherweise in Betracht kommen. Dieses Bedenken liegt ja freilich sehr nahe, und ein analoger Einspruch läßt sich fast überall in den Naturwissenschaften anbringen, wo man es mit Annäherungsrechnung zu tun hat. Für das oberste Ende der $\mathfrak{p}t$-Kurve dürfte der Einwand wohl kaum in Betracht kommen; natürlich läßt sich nicht mit Sicherheit sagen, bis zu welchen Werten von t herab, die weggelassenen Glieder ohne Einfluß auf den Wert von $\mathfrak{p}$ sind. Die Tatsache, daß die eben berechneten Werte von $\mathfrak{p}$ und natürlich auch das zu $t = 1$ gehörige $\mathfrak{p}$ mit den Messungen übereinstimmen, ist ein neuer Beweis für unser früheres Resultat, daß Gleichung (1) auch für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = \left(\frac{d\mathfrak{p}}{dt}\right)_k$ einen richtigen Wert liefert.

Ich hatte Gleichung (1) noch in anderer Weise mit dem auf die Grenzkurve bezüglichen Beobachtungsmaterial verglichen, indem ich die Beziehung

$$r = RT + \frac{a}{v_2} \qquad (6)$$

(r = Verdampfungswärme, v_2 = spezifisches Volumen der in Koexistenz mit dem gesättigten Dampfe befindlichen flüssigen Phase) an der Erfahrung prüfte. Während die Messungen für v_2 den Wert $0{,}706 \frac{\text{ccm}}{\text{g}}$ bei Argon liefern, ergibt sich nach der letzten Beziehung hierfür der Betrag 0,707 bzw. 0,692 [1]). Von dieser vorzüglichen Übereinstimmung erwähnt Herr van Rij nichts!

Herr van Rij behauptet ferner, daß wenn man in (1) das Glied mit $0{,}2869 \left(\frac{b}{v}\right)^3$ weglasse, die so entstandene Gleichung — wir wollen sie kurzweg van Rijsche Gleichung nennen — die Beobachtung ebensogut darstelle wie (1). In Wirklichkeit aber liefert die van Rijsche Gleichung für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ den viel zu hohen Wert 6,19, es ist daher auch wohl ganz ausgeschlossen, daß sie das obere Ende der pt-Kurve richtig wiedergibt, bei der Prüfung von (6) bei Argon, wobei ich bei $T = 85$, $r = 38{,}4$ cal [2]) setzte und für a den von van Rij bestimmten Wert $a = 113010^6$ annahm, erhielt ich $v_2 = 0{,}792$, was nicht mit dem Experiment übereinstimmt. Die Gleichung von van Rij ist also mit den Beobachtungen nicht verträglich, und es ist also unrichtig, wenn Herr van Rij glaubt, daß seine Gleichung die Beobachtungen ebenso gut darstelle wie (1). Daß bezüglich der Isothermen die Unterschiede beider nicht so deutlich hervortreten wie bei der Grenzkurve, war wohl von vornherein zu erwarten, da das kleinste Volumen, das hierbei in Betracht kommt, immer noch größer als das kritische ist. Es sei hier erwähnt, daß Herr van Rij auf S. 8 seiner Dissertation behauptet, die größte Abweichung zwischen den beobachteten und den von mir berechneten Werten von pv betrage $3\frac{1}{2}$ Proz., in Wirklichkeit aber beträgt sie nur wenig mehr als 3 Proz., wie aus der von Herrn van Rij auf S. 10 mitgeteilten Tabelle hervorgeht.

G. Rudorf [3]) hat die Isothermen der Edelgase mittels der van der Waalsschen Gleichung in ihrer ursprünglichen Form (also mit konstantem a und b) berechnet. Er verfuhr dabei in genau der gleichen Weise wie ich mit der Formel (1), was natürlich für eine Vergleichung beider Beziehungen nötig ist. Aus der Tabelle auf S. 761 der Rudorfschen Arbeit erkennt man, daß die ursprüngliche van der Waalssche Gleichung die Beobachtungen nur bis auf 6,78 Proz. dargestellt, während bei der verbesserten Gleichung (1) die größte Abweichung noch nicht halb so groß ist. Die Beziehung (1) stellt also die Messungen höchstwahrscheinlich etwas besser dar als die ursprüngliche Gleichung. Bei der Anwendung auf die Grenzkurve tritt die Überlegenheit von (1) recht deutlich hervor, wie ich kürzlich zeigte [1]).

Ich erwähnte früher, daß der Umstand, daß dieselbe mit dem Gesetz der korrespondierenden Zustände verträgliche Gleichung (1) die Isothermen der drei Stoffe Argon, Krypton und Xenon befriedigend darstellt, darauf deutet, daß diese drei Substanzen genähert miteinander korrespondieren. Herr van Rij wendet sich auch hiergegen, er scheint zu übersehen, daß ich den ausgesprochenen Satz nicht nur auf die Wiedergabe der Isothermen durch (1) gründe, sondern auch darauf, daß die reduzierten Dampfdruckkurven der drei Stoffe miteinander genähert zusammenfallen [2]). Jedenfalls ist alles bis jetzt vorliegende Beobachtungsmaterial mit meinem Satze verträglich und Herr van Rij vermag nichts vorzubringen, was ihm widerspricht. Auch J. P. Kuenen [3]) hält meinen Satz für sehr wahrscheinlich.

Damit dürften wohl alle Einwände des Herrn van Rij zurückgewiesen sein.

Nach Absendung meiner Arbeit erhielt ich Kunde von der Studie von Herrn Aug. Keindorff: „Die Zustandsgleichung der Dämpfe, Flüssigkeiten und Gase", Verlag von Teubner 1906. Herr Keindorff zeigt hier unter andern, daß die Dampfdruckkurve der Edelgase durch die Gleichung

$$\log^{10}(p + d) = c - \frac{f}{(a + T)}$$

dargestellt wird, die Konstanten a, d, f und c haben dabei folgende Werte:

	Argon	Krypton	Xenon
a	+ 8	+ 3,9	+ 8
d	+19	+12	+12
$\log^{10} f$	2,5901094	2,7157442	2,8531501
c	6,9787958	7,0384730	7,0385481

Als kritische Temperatur nimmt Herr Keindorff die Daten an, die Ramsay und Travers für T_k geben, ihre Zahlen für p_k weichen natürlich von denen, die sich aus der vorstehenden Formel ergeben, etwas ab, hiernach ist $p_k = 39807$ mm bei Argon, $p_k = 41155$ bei Krypton und $p_k = 42406$ bei Xenon. Da ich im folgenden die Gleichung von Herrn Keindorff benutze, so gebrauche ich dabei für p_k die von ihm gefundenen Werte.

1) Siehe meine frühere zitierte Abhandlung und außerdem Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.
2) Mittelwert aus meinen beiden Bestimmungen.
3) G. Rudorf, Ann. d. Phys. **29**, 751, 1909.

1) H. Happel, Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.
2) H. Happel, Ann. d. Phys. **13**, 340, 1904 und diese Zeitschr. **8**, 204, 1907.
3) J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase 1907, S. 140—143.

Aus der Formel ergibt sich nun für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ und $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$:

	Argon	Krypton	Xenon
$\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$	1337	1070	796
$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$	5,23	5,48	5,40

Alle diese Zahlen stimmen mit den von mir früher in anderer Weise erhaltenen gut überein. Da die von Herrn van Rij gefundenen Werte bedeutend abweichen, so folgt wiederum, daß sie gar kein Zutrauen verdienen.

Ich möchte hier noch etwas hinzufügen, was sich auf die Prüfung der früher erwähnten Gleichung

$$r = RT + \frac{a}{v_2}$$

bei Argon bezieht. Ich bestimmte hierbei den Wert von r aus der Formel

$$r = \frac{RT^2}{p}\frac{dp}{dT},$$

wobei ich $\frac{dp}{dT}$ aus den Beobachtungen ermittelte.

Die Richtigkeit des von mir für $\frac{dp}{dT}$ erhaltenen Resultates bezweifelte Herr Rudorf. Obwohl ich[1]) die Einwände von Herrn Rudorf bereits zurückgewiesen habe, so möchte ich doch nicht unerwähnt lassen, daß, wie mir Herr Keindorff freundlichst mitteilte, aus seiner Gleichung sich ergibt:

$p = 603{,}96$ mm und $\frac{dp}{dT} = 64{,}54 \frac{\text{mm}}{\text{Temp.}}$ bei $85°$.

Diese Zahlen sind mit den von mir früher erhaltenen so gut wie identisch.

Tübingen, September 1909.

1) H. Happel, Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.

(Eingegangen 4. Oktober 1909.)

Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche.

Bemerkungen zu dem Aufsatz von D. Smirnow.

Von Kurt Wegener.

In dem genannten Aufsatze[1]), der erst jetzt in meine Hände gelangt ist, befanden sich einige Sätze, welche mit den bisherigen meteorologischen Vorstellungen nicht ganz übereinstimmen.

Der Verfasser sagt: „Um z. B. das Anwachsen des Feldes auf dem Turme (Eiffelturm 300 m) im Verlaufe des Tages zu demonstrieren, muß man sich vorstellen, daß aufsteigende Luftströmungen immer größere und größere Mengen von positiven Ladungen der unteren Schichten über den Turm hinaufheben".

Demgegenüber möge betont werden, daß es sich bei den zwar ziemlich allgemein, aber doch wohl nur fälschlich sobenannten „aufsteigenden Luftströmen", die sich tagsüber über der erhitzten Erdoberfläche bilden, um ein Auf- und Niedersteigen handelt, oder um einen vertikalen Luftaustausch, indem unaufhörlich erhitzte Luft empor und kühlere dafür herabsteigt.

Dieser Luftaustausch kann luftelektrisch nur den Erfolg haben, daß er einen Unterschied zwischen der Ladung der auf- und absteigenden Luft und der Erde allmählich ausgleicht.

Weiterhin sagt der Verfasser: „Die Zunahme von ϱ beim Wiedererscheinen der Sonne nach zeitweiliger Bedeckung kann man, wie es mir scheint, folgendermaßen erklären: beim Erwärmen des Erdbodens entstehen sofort aufsteigende Luftstrahlen, welche den positiven an dem elektrischen Leitungsstrom teilnehmenden Ionen den freien Zutritt zum Erdboden verhindern; daher können sich in einer geringen Höhe über dem Erdboden unter gewissen Bedingungen zeitweilig in bedeutendem Maße positive Ladungen ansammeln, die nachher allmählich durch aufsteigende Luftströme immer höher und höher gehoben werden".

Auch hier ist zu bemerken, daß den aufsteigenden Luftstrahlen ebensoviele absteigende gleichzeitig entgegenstehen müssen, so daß der Erfolg nur eine Luftmischung mit Ausgleich der elektrischen Ladungen gegen die der Erde sein kann. Der Ausdruck „Luftstrahlen" ist ähnlich dem von andern Verfassern noch häufiger gebrauchten „Luftfäden" vielleicht insofern nicht ganz glücklich gewählt, als er auf geringe Volumina mit mäßiger Bewegung hindeutet, während die in vertikaler Bewegung befindlichen einheitlichen Volumina schon in Höhen von einigen hundert Metern, wo eine sichere Messung möglich ist, von der Größenordnung 1000 m³ sind. Diese Volumina bewegen sich schätzungsweise mit Geschwindigkeiten bis zu ca. 10 m/sec auf- und abwärts über eine Höhenerstreckung von der Größenordnung 500 m.

Der Luftaustausch erstreckt sich im Beginn (morgens) nur auf wenige Dekameter Höhe, und erreicht sein Maximum, wechselnd je nach der Wetterlage, zwischen 2 und 6 p. Die Mächtigkeit der maximalen Schicht, in welcher das Auf- und Niedersteigen infolge überadiabatischen

1) Diese Zeitschr. 10, 415, 1909.

Temperaturgefälles stattfindet, schwankt ferner zwischen wenigen hundert Metern im Winter und 2500 bis 3000 im Sommer. An Sommertagen mit starkem Temperaturgefälle (Gewitter) reicht der vertikale Luftaustausch nicht selten bis 5000 und 6000 m Höhe. Allgemein ist die Erscheinung nur beschränkt durch das vorhandene Temperaturgefälle, und von Fall zu Fall recht verschieden.

(Eingegangen 7. Oktober 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über das Thomsonsche Atommodell.

Von Max Born[1]).

Die atomistische Vorstellung von der Materie geht bekanntlich bis ins Altertum zurück. Wieweit ist aber der Weg von den dunklen, verschwommenen Vorstellungen eines Anaxagoras über jene kleinsten unteilbaren Bausteine des Weltalls bis hin zur Konstruktion jener komplizierten Gebilde, die man heute mit dem gar nicht mehr passenden Worte Atom bezeichnet und über die ich sprechen will! Sieht man von der Chemie ab, in der das Atom von jeher ein verwickeltes, mit mannigfachen, keineswegs klar erkannten Kräften ausgestattetes Gebilde war, so erschien das Atom in der Physik zuerst als ein recht einfaches Ding; ursprünglich war es nichts als ein Massenpunkt, doch bald bekam es ein Volumen und umgab sich mit einer Wirkungssphäre, deren Gesetz allmählich verwickelter wurde. Daß aber ein Atom selber eine ganze Welt für sich ist, hat erst die Entwicklung der Spektraloptik deutlich gezeigt. Wenn man die oft ungeheure Fülle und Mannigfaltigkeit der Spektrallinien betrachtet, die von glühenden Gasen und Dämpfen emittiert werden, wenn man die merkwürdigen Zahlengesetze studiert, die die Aufeinanderfolge der Linien in den Serien regeln, und schließlich die Fülle komplizierter Zerlegungen und Veränderungen, welche die magnetische Beeinflussung der leuchtenden Gase hervorbringt, so muß man zugeben, daß das einzelne Atom der Rätsel genug aufgibt.

Gewiß hat jeder, der solche Erscheinungen an einem großen Spektralapparat beobachtet, das Gefühl, einen Blick zu tun ins geheimnisvolle Innere der Materie; und doch verhält sich das Auge vor dem Spektroskop, wenn ich mir einen Vergleich erlauben darf, nicht anders wie ein Mensch, der vor der geschlossenen Tür eines Konzertsaals eine neue große Symphonie zum ersten Male hört. Es wird ihm ebenso schwer fallen, aus der Fülle der Klänge den ganzen Aufbau der Partitur mit der Verteilung der Stimmen auf die einzelnen Instrumente herauszufinden, wie es dem Physiker schwer fällt, aus den bunten Linien im Spektroskop auf die Schwingungsvorgänge im Atom zu schließen. Wenn es nun jenem Hörer auch nicht möglich sein mag, die ganze Partitur in allen Einzelheiten nach dem Gehör herzustellen, so mag er vielleicht musikalisch genug sein, einen Klavierauszug zu machen, der die Wirkung in groben Umrissen wiedergibt. Solcher „musikalischen" Menschen kann sich auch die Physik rühmen; das Thomsonsche Atommodell, über das ich heute sprechen will, ist wie ein Klavierauszug aus der großen Symphonie des leuchtenden Atoms. Mag er auch in vielen Zügen roh und ungenau sein, so gibt er uns doch einige Anhaltspunkte zum Verständnis dieser gewaltigen Musik.

Ehe ich nun auf dieses Atommodell selbst eingehe, muß ich einige Worte über die Bausteine sagen, aus denen das Atom aufgebaut werden soll. Für die neuere Physik ist das wirklich Unteilbare, das Uratom, das elektrische Elementarteilchen oder Elektron. Die Erfolge, die diese Lorentzsche Hypothese von der atomistischen Struktur der Elektrizität bei der Erklärung unzähliger Erscheinungen errungen hat, haben ihr die unumschränkte Herrschaft verschafft und kein Physiker zweifelt mehr an der Existenz der Elektronen. Aber neuerdings hat das elektrodynamische Weltbild eine Ausbildung erfahren, die dazu führen kann, die enge Verknüpfung der atomistischen Hypothese mit den elektrodynamischen Grundgesetzen aus diesen von innen heraus zu verstehen. Soll nämlich mit diesen Gesetzen die Tatsache vereinbar sein, daß gleichförmige Bewegung von Körpern auf die elektrodynamischen Vorgänge keinen Einfluß hat, so gelangt man zu jenen Abänderungen der Begriffe Raum und Zeit, die das Einsteinsche Relativitätsprinzip ausspricht, und damit auch zu einer veränderten Kinematik des starren Körpers. Es zeigt sich da, daß der Radius einer starren Kugel R kleiner sein muß als $\frac{c^2}{b}$, wo c die Lichtgeschwindigkeit, b die größte Beschleunigung ist, die der Körper erreichen kann. Da man nun Beschleunigungen von freien elektrischen Ladungen bis zu 10^{28} cm/sec^{-2} wohl als vorhanden annehmen muß, so ergibt sich für den Radius eines elektrisch geladenen starren Körpers

1) Habilitationsvortrag an der Universität Göttingen.

$$R < 10^{-7} \text{ cm},$$

und wenn diese Grenze auch noch viel zu hoch ist, so ist damit das Elektron jedenfalls in die atomistischen Regionen verwiesen.

Während man also über die negative Elektrizität wohl Bescheid weiß, ist unsere Kenntnis der positiven Elektrizität weit geringer. Jedenfalls ist bisher noch nicht einwandfrei das Auftreten positiver, von gewöhnlicher Materie freier Elektrizität nachgewiesen worden. Vielmehr scheint es keinen positiv geladenen Körper zu geben, dessen Masse kleiner ist als die eines Atoms Wasserstoff. Hier bleibt also für die Hypothesenbildung freier Spielraum, der dann durch geeignete Annahmen auszufüllen ist.

Gemäß dem Bestreben der neueren Physik, alle Erscheinungen auf elektrische zurückzuführen, wird man versuchen, das Atom aus positiven und negativen elektrischen Ladungen aufzubauen. Nun gilt aber ein bekannter Satz, daß beliebig positiv und negativ elektrisch geladene Körper, die getrennt liegen, niemals im stabilen Gleichgewicht sein können. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, stellt sich J. J. Thomson das Atom folgendermaßen vor:

Die positive Elektrizität erfülle eine im Verhältnis zum Elektronendurchmesser sehr große Kugel, in deren Innerem die Elektronen frei schwimmen. Die positive Kugel wird also als fest und doch als durchdringlich für die negativen Elektronen angenommen, und darin liegt eine gewisse Schwierigkeit der Vorstellung. Ist das Atom neutral, so muß die Ladung der positiven Kugel gleich der Summe der Ladungen der Elektronen sein. Ein solches System besitzt in der Tat stabile Gleichgewichtslagen. Um diese zu bestimmen, hat man zu bedenken, daß die Elektronen im Innern der Kugel nach deren Mittelpunkt mit einer Kraft gezogen werden, die proportional ihrem Abstande von diesem ist, und daß sie sich gegenseitig umgekehrt proportional ihrem Abstande abstoßen. Derartige Systeme sind zuerst von Lord Kelvin und dann viel weitgehender von J. J. Thomson zur Konstruktion des Atommodells verwendet worden.

Das mathematische Problem, die stabilen Gleichgewichtslagen eines solchen Systems für beliebig viele Korpuskeln zu bestimmen, ist allerdings außerordentlich kompliziert und hat eine allgemeine Lösung noch nicht gefunden. Viele möglichen Gleichgewichtslagen sind aus Symmetriebetrachtungen leicht zu finden, aber ihre Stabilität läßt sich nur in wenigen einfachen Fällen feststellen. Ist nur ein Elektron vorhanden, so findet es seine stabile Ruhelage offenbar im Zentrum der positiven Kugel. Zwei Elektronen ordnen sich auf einem Durchmesser derart an, daß ihr Abstand gleich dem Radius a der positiven Kugel ist. Drei Elektronen werden ein gleichseitiges Dreieck bilden, dessen Seite gleich a ist. Vier Elektronen sind in einer Ebene nur dann im stabilen Gleichgewicht, wenn sich das System rapid dreht; anderenfalls bilden sie ein reguläres Tetraeder von der Seite a. Sechs Elektronen bilden ein reguläres Oktaeder, aber der von acht Elektronen gebildete Würfel ist, wie man zeigen kann, labil.

Wenn nun auch das allgemeine Problem der Behandlung nicht zugänglich ist, so ist es doch Thomson gelungen, die vollständige Lösung anzugeben, wenn die Elektronen gezwungen sind, in einer Ebene zu bleiben. Dann ergibt sich das folgende merkwürdige Resultat. Offenbar sind alle regulären Polygone Gleichgewichtsfiguren. Keineswegs sind diese aber stets stabil, bereits das reguläre Sechseck ist labil. Dagegen kann das Sechseck dadurch stabil gemacht werden, daß ein weiteres Partikel in sein Inneres zu liegen kommt. In ähnlicher Weise können alle Polygone durch in ihr Inneres gebrachte Elektronen stabilisiert werden; daher ordnen sich die Elektronen zu Ringen an in einer Weise, welche die nachstehende Tabelle illustriert.

1	2	3	4	5																		
5	6	7	8	8	8	9	10	10	10	11												
1	1	1	1	2	3	3	3	4	5	5												
11	11	11	12	12	12	13	13	13	13	13	14	14	15	15								
5	6	7	7	8	8	8	8	9	10	10	10	10	10	11								
1	1	1	1	1	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5								
15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17						
11	11	11	11	12	12	12	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15						
5	6	7	7	7	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	11						
1	1	1	1	1	1	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5						
17	18	18	18	18	18	19	19	19	19	20	20	20	20	20	20	20	20	20	21	21		
15	15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17	17		
11	11	11	11	11	12	12	12	12	13	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15	15		
5	5	6	7	7	7	7	8	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	10	11		
1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5	5		

Hier stehen zuoberst die Anzahlen der Elektronen, die sich in einem Ringe stabil anordnen können. Darunter folgen zwei Reihen von Zahlen, welche den aus zwei Ringen bestehenden Gleichgewichtsfiguren entsprechen, usf. Man kann diese Anordnungen auch experimentell realisieren; dazu können etwa kleine, mittels Korkscheiben auf Wasser schwimmende Magnetnadeln dienen, deren nach oben weisende Nordpole ihrer gegenseitigen Abstoßung und der Wirkung des Südpols eines großen, über der Wasserfläche angebrachten Stabmagneten frei überlassen sind. Diese ebenen Anordnungen werden nun bis zu einem gewissen Grade auch Schlüsse auf die räumlichen Anordnungen zu machen erlauben.

Was haben diese Gebilde nun für Eigenschaften und inwieweit stellt ihr Verhalten eine Analogie dar zu dem der realen Atome?

Betrachten wir uns die Tabelle näher, so erkennen wir, daß die Anordnungen in vertikalen Kolonnen viel Gemeinsames haben; so kommt z. B. in der ersten Kolonne immer ein neuer Ring zu den in der oberen Horizontalreihe schon vorhandenen hinzu. Daraus kann man folgern, daß auch viele Eigenschaften der in einer Vertikalreihe stehenden Gebilde übereinstimmen werden. Betrachten wir z. B. die Schwingungen der Elektronen um ihre Gleichgewichtslage, welche nach der Lorentzschen Theorie zur Emission von Lichtwellen Veranlassung geben, so ist klar, daß der hinzutretende Ring zwar störend auf die Schwingungen der inneren Ringe einwirken, aber ihren Grundcharakter nicht verändern wird. Die Emissionslinien dieser Gebilde werden also nach verwandten Gesetzen geordnet sein.

Man kann ferner geneigt sein, die Anzahl der Elektronen eines solchen Gebildes in Verbindung zu bringen mit dem Atomgewicht der Elemente. Und damit tritt immer mehr die Ähnlichkeit unserer Tabelle mit dem periodischen System der Elemente hervor. In diesem sind die Elemente nach wachsenden Atomgewichten geordnet, aber derart, daß nach einer Anzahl Schritten eine neue Zeile begonnen wird; dabei zeigen sich die untereinander stehenden Elemente in vielen Eigenschaften eng verwandt. Genau dieselbe Wiederkehr der Eigenschaften haben wir hier in unserer nach wachsenden Elektronenzahlen geordneten Tabelle. Obwohl dieser Vergleich nicht mehr sein will als eine Analogie, wird durch ihn doch das Zustandekommen dieser merkwürdigen Periodizität in der Folge der Elemente dem Verständnis sehr viel näher gebracht. Es scheint mir ein sehr glücklicher Gedanke Thomsons zu sein, die Stabilität von Gleichgewichtsfiguren zur Erklärung dieser tiefen Gesetzmäßigkeit heranzuziehen.

Neuerdings hat sich H. A. Lorentz mit diesen künstlichen Atomen beschäftigt. Er hat speziell die Schwingungen der Elektronen und die daraus entstehende Emission von Licht studiert und gezeigt, daß man sich davon Rechenschaft geben kann, woher es kommt, daß alle Linien einer Serie dieselbe Zerlegung im magnetischen Felde zeigen. Dazu nimmt er an, daß beim Entstehen des Magnetfeldes, in dem sich die leuchtenden Atome befinden, diese gleich kleinen Rotationsmaschinen in Drehung gesetzt werden; diese Rotation beeinflußt dann die Periode der Schwingungen aller Freiheitsgrade in gleicher Weise. Da unser Atommodell ein System von „gekoppelten" Elektronen darstellt, so erscheint auch die Möglichkeit gegeben, kompliziertere Typen des Zeeman-Effektes ohne neue Hypothesen zu erklären.

Die merkwürdigste Übereinstimmung der Eigenschaften der Thomsonschen Atome mit den wirklichen besteht wohl in der Analogie, die mit der Abeggschen Valenztheorie vorhanden ist. Bekanntlich hat sich die alte Annahme von der Konstanz der chemischen Wertigkeit der Elemente als undurchführbar erwiesen; vielmehr ist man zu der Annahme gezwungen worden, daß ein und dasselbe Atom in verschiedenen Verbindungen mit wechselnden Valenzen auftritt, deren Zahl besonders davon abhängt, ob es der elektropositive oder der elektronegative Bestandteil der Verbindung ist. Abegg hat eine Theorie aufgestellt, bei der die Elemente die Höchstzahl von acht Valenzen ausüben können. Ein Analogon zu diesem Verhalten haben wir in den Stabilitätsverhältnissen der Thomsonschen Gebilde. Wenn diese Betrachtungen auch keineswegs streng sind, so geben sie wohl doch in groben Zügen das wahre Verhalten der Gleichgewichtsfiguren wieder. Betrachten wir nämlich unsere Tabelle auf S. 1032, so ist in dieser die Stabilität der Gebilde eine periodische Funktion der Anzahl der Elektronen; alle Gebilde, deren äußerster Ring dieselbe Zahl von Elektronen enthält, bilden eine Periode. Fassen wir z. B. diejenigen ins Auge, die 20 Elektronen im äußersten Ringe haben. Das erste unter diesen Atomen, das im ganzen 59 Elektronen enthält, ist wenig stabil, denn die Anzahl der im Innern befindlichen Atome reicht gerade hin, den äußeren Ring stabil zu machen. Man nehme nun an, daß das Atom während der chemischen Reaktion mit gleich großer Wahrscheinlichkeit ein Elektron gewinnen oder verlieren kann. Wenn nun das Atom von 59 Elektronen ein Elektron verliert, so tritt ein völliger Umsturz ein, und es bildet sich das sehr stabile System von 58 Elektronen, dessen äußerer Ring von 19 Elektronen die Höchstzahl von Partikeln im Innern enthält, so daß schwerlich ein weiteres

Elektron verloren gehen kann. Dagegen ist das Gebilde nach dem Verlust positiv geladen, wird die negativen Elektronen anziehen und sich daher bald durch Aufnahme eines Elektrons in seine ursprüngliche Form zurückverwandeln; während dieses Gebilde also nicht dauernd ein Elektron verlieren kann, kann es wohl ein oder mehrere aufnehmen, weil dadurch sein Zustand und seine Stabilität nur geringfügige Änderungen erleiden. Dieses Atom neigt also dazu, als negatives Ion aufzutreten. In derselben Weise sieht man, daß das letzte Atom von 67 Elektronen dieser Reihe leicht Elektronen verliert, also als positives Ion auftreten kann. Die dazwischen liegenden Atome werden elektropositiv oder elektronegativ sein, je nachdem sie dem rechten oder linken Ende der Reihe näher stehen. Der Gewinn oder Verlust jedes Atoms kann im Höchstfall so viel Elektronen betragen, als sein Abstand von den Enden der Reihe beträgt; da die Reihe aus acht Elementen besteht, wird also die höchste Ladung acht Quanten betragen. Diese zahlenmäßige Übereinstimmung mit der Abeggschen Theorie ist natürlich Zufall. Wenn nun zwei Atome sich nähern, können sie beim Zusammenprall ein Elektron oder mehrere austauschen, je nach ihrer Stabilität, d. h. je nach ihrer Stellung in der eben besprochenen Reihe. Jedes ausgetauschte Elektron bewirkt aber die Entstehung einer Einheit elektrostatischer Anziehung, und wenn diese mit der chemischen Kraft identifiziert wird, kommt man dazu, die Zahl der ausgetauschten Elektronen als Zahl der wirkenden Valenzen anzusehen. Die oben besprochenen Eigenschaften der Gleichgewichtsfiguren gegenüber der Abgabe oder Aufnahme von Elektronen sind daher zu deuten als die Valenzeigenschaften der Atome. Sie geben ein recht anschauliches Bild von dem Zustandekommen der wechselnden Valenz und dem polaren elektrischen Verhalten der Elemente. Thomson hat diese Verhältnisse sehr ausführlich diskutiert, und es kann sein, daß diese Überlegungen (z. B. über die Möglichkeit „elektrisch-isomerer" Verbindungen) einst auch für die Chemie fruchtbar werden könne.

Über die Anzahl der Elektronen im Atom sind die Ansichten verschieden. Während Lorentz für seine optischen Untersuchungen (Serien, Zeeman-Effekt) wohl eine große Anzahl von Elektronen annehmen muß, glaubt Thomson aus verschiedenen Beobachtungen schließen zu können, daß diese Zahl nicht nur proportional, sondern von der Größenordnung des auf Wasserstoff bezogenen Atomgewichtes ist. Auch ob die Masse des Atoms einfach die Summe der elektrodynamischen Masse der Elektronen ist oder der positiven Sphäre zugeschrieben werden muß, darüber herrscht keine Einigkeit.

Mag auch eine solche detaillierte Vorstellung vom Aufbau der Materie manchen als überflüssig, fast als Spielerei erscheinen, so kann man diesen das Beispiel von Physikern vom Range eines Lorentz und Thomson entgegenhalten, die es nicht verschmähen, sich mit solchen Spekulationen abzugeben. Gerade die kühnsten konkreten Vorstellungen haben oft zu überraschenden Erfolgen geführt. Andererseits bietet das System des Gleichgewichts der Elektronen in der positiven Kugel eine interessante mathematische Aufgabe, die noch ihrer Lösung harrt. Vielleicht wird die Lösung einst neues Licht auf den rätselhaften Bau des Atoms werfen und zu neuen experimentellen Fragestellungen führen.

(Eingegangen 3. November 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Elektrotechnik. Herausgegeben v. C. Heinke. V. Band: K. Pichelmayer, Dynamobau. Berechnen und Entwerfen der elektrischen Maschinen u. Transformatoren. gr. 8. XXIX u. 745 S. mit 432 Abbildungen, darunter 24 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1908. Gebunden M. 36.—

Ein erstklassiges Werk, hervorgegangen aus der Feder eines routinierten Praktikers, der es aber für keinen Zeitverlust hält, gelegentlich einen Blick in die Tiefe zu werfen, wird der elektrotechnischen Welt vorgelegt. Es behandelt so ziemlich alles, was für einen Dynamo-Ingenieur, der die üblichen Maschinen berechnen muß, wissenswert ist. Die Art und Weise des Lehrganges entfernt sich sehr oft von den hergebrachten Methoden, da es dem Verfasser häufig gelungen ist, schwierige Probleme in neuer einfacher Weise zu beleuchten und der Rechnung zugänglich zu machen. Überall erkennt man, außer der vollen Beachtung aller praktischen Gesichtspunkte, auch das große Lehrgeschick des Verfassers, das ihn befähigt, seine Probleme von der ökonomischsten Seite anzufassen, um unnötige Rechen- und Denkarbeit zu sparen.

Man wird dem Verfasser voll zustimmen, daß er abstraktere Gedankengänge aus seinem Lehrbuche konsequent ausgeschlossen hat, daß er anschauliche Näherungsmethoden strengen, aber dafür weitschweifigen Rechnungen vorzieht, die für den ausführenden Dynamobau

doch meist zu langwierig sind, um allgemein angewandt werden zu können. Ich halte es sogar für einen der größten Vorzüge seines Werkes, daß man ohne intensive Denkarbeit an einer beliebigen Stelle einsetzen und sich die gerade gewünschte Information verschaffen kann. Dagegen kann ich dem Autor nicht darin zustimmen, daß die „spekulative" wissenschaftliche Richtung in der Elektrotechnik überhaupt zu verdammen sei. Sie hat tatsächlich oft Zusammenhänge bewiesen und klare Vorstellungen hervorgerufen, wo die übliche, professionale Denkweise des Ingenieurs versagt hat. Auf die Anlage des Buches ist diese Ansicht übrigens ohne Einfluß geblieben.

Aus dem sehr reichhaltigen Inhalte sei erwähnt, daß nach einer einleitenden Darstellung der Baustoffe, sowie der elektromagnetischen Grundgesetze die heute üblichen Wicklungsarten für Dynamomaschinen sowie die Berechnung der in ihnen induzierten elektromotorischen Kräfte und die praktische Behandlung der Stromwendung durchgesprochen sind. Die Kapitel, die dem einfach und mehrfach erregten magnetischen Kreise gewidmet sind, bringen die Theorie und Wirkungsweise der Gleichstrommaschinen, sowie die synchronen und asynchronen Wechselstrommaschinen und der Transformatoren und rotierenden Umformer. Besonders beachtenswert ist die klare Durcharbeitung des Stoffes über die Wechselstrom-Kollektormotoren, die jüngsten Kinder des Elektromaschinenbaues.

Basierend auf der Darstellung der Verluste und der Erwärmung folgt die Berechnung der Hauptdimensionen aller elektrischer Maschinen, sowie die Gesichtspunkte, die für den Entwurf in mechanischer Hinsicht maßgebend sind. Schließlich ist das Erfahrungsmaterial, das in der großen Zahl der näher beschriebenen ausgeführten Maschinen niedergelegt ist, von hervorragendem informatorischen Werte für den Konstrukteur.

Einer besonderen Empfehlung bedarf das ausgezeichnete Werk nicht. Es wird sich in kurzer Zeit von selbst den ihm gebührenden Platz erringen, soweit ihm nicht der hohe Preis dabei hinderlich wird.

R. Rüdenberg.

H. Harting, Optisches Hilfsbuch für Photographierende. gr. 8. VII u. 180 S. mit 56 Figuren. Berlin, G. Schmidt. 1909. M. 4.50, gebunden M. 5.50

Verfasser gibt eine Darstellung der photographischen Optik, die ohne größere mathematische Apparate doch die Grundzüge der allmeinen Abbildungslehre bringt, um dann eine Einzelbesprechung der Haupttypen der photographischen Objektive daran zu schließen. Nach Besprechung der ältesten Form der Kamera, der Lochkamera, werden die Eigenschaften der Linsen in elementarer Weise dargestellt. Im Kapitel „Verwirklichung der optischen Abbildung" bietet sich Gelegenheit, die verschiedenen optischen Abbildungsfehler zu besprechen und zwar die sphärische Abweichung, den Astigmatismus, die Koma und die Bildfeldwölbung. Die nächsten Abschnitte behandeln die Anforderungen praktischer Art, die an die Abbildung gestellt werden müssen bezüglich Orthoskopie, Helligkeit, Tiefenschärfe; chromatische Korrektur. Als Haupttypen der photographischen Objektive figurieren die Astigmaten und Anastigmaten, an welche sich das Teleobjektiv als eine spezielle Ausführungsform der Kamera für besondere Zwecke anschließt. Anhangsweise werden kurze Anweisungen für die dem Photographen in der Praxis vorkommenden optischen Messungen (Brennweite, Bildwinkel etc.) gegeben. Ein Namen- und Sachregister erleichtert die Verwendung des Buches.

Byk.

R. Luther, Photographie als Lehr- und Forschungsgegenstand. Antrittsvorlesung. (Encyklopädie d. Photogr. Heft 66.) 8. 24 S. Halle a/S., W. Knapp. 1909. M. 1.—

Der Vortrag stellt die Antrittsvorlesung des Verfassers bei Übernahme der ordentlichen Professur für Photographie an der Dresdner Technischen Hochschule dar. Sie betont den Charakter dieser Disziplin als einer angewandten Wissenschaft, die von vornherein zu Zwecken der Anwendung gesucht worden ist. Er stellt dann als Hauptthema die Frage, wie weit die Leistungen der Photographie denen des Auges überlegen sind. Er sieht die Überlegenheit in der Dauerhaftigkeit der Eindrücke, die allerdings auch der Zeichner, aber mit wesentlich größerem Zeitaufwande erreicht. Dem letzteren ist sie durch die Objektivität der Fixierung, in der vollständigen Auffassung zunächst scheinbar nebensächlicher, später aber vielleicht wichtiger Einzelheiten überlegen. Diese Eigenschaft befähigt sie auch zu Meßzwecken, vor allem in der Geodäsie und der Stereoskopie. Die hohe Empfindlichkeit der Platte macht die Momentphotographie und durch Synthese aus Momentbildern die Kinematographie möglich. Dabei kann die Geschwindigkeit des Ablaufs eines Vorganges beliebig verkürzt oder verlängert werden. (Vorführung des Vordringens von Gletschern usw.). Man kann auch den Sinn des Ablaufs des Vorganges umdrehen. Die Platte hat im Gegensatz zum Auge die Fähigkeit, Eindrücke zu kumulieren, was zu mannigfaltigen Zwecken (Aufnahme von Durchschnittsbildern

usw.) benutzt werden kann; die Nachteile der Platte gegenüber dem Auge bestehen vor allem in der nicht naturgetreuen Wiedergabe der Farbe, worüber auch sensibilisierte Platten und Farbenphotographie noch nicht hinweghelfen. Für Lösung der vorliegenden Aufgabe, die namentlich auf letzterem Gebiete vorliegen, fordert Luther vom Forscher und Schüler eine Kombination von wissenschaftlicher Grundlage und Kritik, Kennen und Können des vorhandenen Handwerks, frisch-fröhlichen Erfindermut. Byk.

E. König, Das Arbeiten mit farbenempfindlichen Platten. (Photographische Bibliothek. Band 25.) 8. 76 S. mit 2 Figuren im Text und 16 Tafeln. Berlin, Gust. Schmidt. 1909. M. 2.25, gebunden M. 2.85

Dr. E. König, welcher durch seine Tätigkeit bei den Höchster Farbwerken selbst einen wichtigen Anteil an der technischen Entwicklung der farbenempfindlichen Platten genommen hat, gibt hier eine Einführung in Theorie und Praxis dieses Zweiges der Photographie, wobei eine Anzahl von Reproduktionen in anschaulicher Weise die Vorteile der optischen Sensibilisierung dartun. Die Einleitung bringt einen Abriß der Spektroskopie, soweit dieselbe zum Verständnis des Gegenstandes notwendig ist. Es folgt die Schilderung der Eigenschaften der sensibilisierenden Farbstoffe und ihre Anwendung zur Präparation von Platten, wobei genaue Rezepte gegeben werden. Die Unmöglichkeit, die spektrale Empfindlichkeitsverteilung derjenigen des Auges vollkommen gleichartig zu gestalten, führt zur Anwendung von Lichtfiltern. Auch hier werden wieder Vorschriften, sowohl für trockne wie für nasse Farbenfilter, gebracht. Der Rest des Buches ist der Prüfung der farbenempfindlichen Platten, ihrer Verarbeitung und Anwendung (Porträtphotographie, Reproduktion usw.), der orthochromatischen Photographie bei künstlichem Lichte sowie endlich der Verwendung von Sensibilisatoren bei Bromsilberkollodium gewidmet. Byk.

E. Stenger, Moderne photographische Kopierverfahren. (Encyklopädie d. Photographie. Heft 63.) 8. 81 S. Halle a/S., W. Knapp. 1909. M. 2.—

Verfasser will in diesem Büchlein nicht einen vollständigen Ersatz für die Gebrauchsanweisungen der Fabriken geben, sondern nur eine Übersicht über die neueren Verfahren, die den im allgemeinen schwer beweglichen Fachphotographen oder auch den Amateur veranlassen, sich denselben zuzuwenden. Vor allem wird auch die künstlerische Seite der verschiedenen Kopierverfahren, die Möglichkeit, mit Hilfe derselben gewisse Effekte zu erzielen, betont. Der Ozobromdruck hat als Ausgangspunkt ein Silberbild, nach welchem ein oder mehrere Pigmentbilder hergestellt werden können. Man tränkt zu diesem Zwecke Pigmentpapier in einer Pigmentierungslösung und quetscht einen nassen Bromsilberdruck mit der Pigmentschicht zusammen. Nach etwa einer halben Stunde kann mit dem Entwickeln des Bildes begonnen werden. Bringt man die Papiere in warmes Wasser, so löst sich der ursprüngliche Bildträger der Pigmentschicht ab, diese selbst haftet auf dem Silberbilde und wird auf dieser Unterlage in der beim Pigmentdruck üblichen Weise entwickelt. Als Vorteile dieses Kopierverfahren werden hervorgehoben, daß die Bilder ohne Mitwirkung des Lichts entstehen und den Detailreichtum der verwendeten Ausgangsbilder besitzen, welchen sie auch inbezug auf die Tonwerte außerordentlich nahe kommen können, allerdings neben der bestehenden Tendenz zur Härte zu neigen; sie besitzen gute Haltbarkeit und lassen sich analog dem Pigmentdruck, welchen sie zu ersetzen berufen scheinen, in einer großen Anzahl von Farben herstellen. Eine besonders wichtige Aufgabe des Ozobromdrucks besteht darin, nach jedem käuflichen Silberbild ohne erneute photographische Aufnahme Kopie zu ergeben. Es folgt eine kurze Beschreibung des Bromsilber-Pigmentpapiers, das sich in seiner Wirkungsweise an das eben geschilderte Verfahren anschließt. Der Öldruck arbeitet in der Art, daß man eine mit Kaliumbichromat sensibilisierte Gelatinefläche unter einem Negativ belichtet, in Wasser legt und mit Ölfarbe einwalzt, wobei die Schatten die Farbe annehmen, nicht aber die Lichter. So entsteht ein Bild, welches aus jedem durch Öl bindbaren Pigment bestehen kann. Der Öldruck ist für den mit manueller Geschicklichkeit und gutem Kunstverständnis ausgerüsteten Kunstphotographen bestimmt. Eine Kombination des Öldrucks mit dem Ozobromprozeß ist der Bromöldruck. Endlich wird auch das katatypische Verfahren von Ostwald-Gros besprochen. Dies beruht bekanntlich auf der im Dunkeln vor sich gehenden Katalyse des Wasserstoffsuperoxyds durch das Silber des Negativs. Das unveränderte H_2O_2 wird entweder durch seine Wirkung auf Manganoxydulsalze zur Wirkung gebracht oder bei Herstellung von Pigmentschichten.

Byk.

C. Puyo, Der Ölfarben-Kopierprozeß nach Rawlins. Autoris. Übersetzg. v. C. Stürenburg nach der in der Bibliothek des Photo-Klubs zu Paris erschienenen Original-Arbeit. (Photographische Bibliothek. Bd. 24.) 8. VI u. 71 S. mit 6 Tafeln nach Ölfarbenkopien.

Berlin, G. Schmidt. 1908. M. 1.80, gebunden M. 2.40

Das Werkchen enthält eine ausführliche Darstellung der auch in Stengers „Modernen photographischen Kopierverfahren" beschriebenen Methode, die dem Lichtdrucke ähnlich ist, aber nicht zur Massenfabrikation von Kopien, sondern zur Herstellung künstlerisch ausgeführter Einzelbilder dient. Als wichtigste Hauptteile des Verfahrens, deren sorgfältiges Studium besonders anempfohlen wird, werden hervorgehoben die Pinselführung, die lokale Kontrolle und die Abstimmung der Farbe zum Kopiergrade des Bildes. Byk.

F. Löscher, Vergrößern und Kopieren auf Bromsilberpapier. 3. erweiterte Auflage v. H. Löscher. 8. VII u. 124 S. mit 1 Tafel in Bromsilberdruck u. 24 Abbildungen im Text. Berlin, G. Schmidt. 1908. M. 2.50, gebunden M. 3.20

Die neue Auflage ist vom Bruder des inzwischen verstorbenen Verfassers, H. Löscher, besorgt. Sie behandelt wie die früheren die Methoden und Apparate zur Vergrößerung, wobei die Einteilung danach getroffen wird, ob Tageslicht oder künstliche Lichtquelle zur Verwendung gelangen und ob das zu vergrößernde Objekt mit der vergrößernden Kamera einfach aufgestellt wird oder ob hierzu besondere feststehende Einstellungen (Schwingstativ) zur Verwendung gelangen. Die praktische Durchführung der Vergrößerung umfaßt, abgesehen von der Herstellung des Negativs und Auswahl des Papiers, die Einstellung, Belichtung, Entwicklung, Fixieren und Wässern, Abschwächen und Verstärken, Tonen, Aufziehen und Trocknen, Retusche und Überziehen der Bilder mit Lack. Zum Schluß wird kurz der Kopierprozeß auf Bromsilberpapier besprochen. Byk.

E. Arnold, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Großherzoglichen Technischen Hochschule Fridericiana zu Karlsruhe 1908—1909. gr. 8. VII u. 310 S. mit 260 Textfiguren. Berlin, Jul. Springer. 1909. M. 10.—

Es ist mit großer Freude zu begrüßen, daß die zahlreichen ausgezeichneten Untersuchungen, die unter Leitung des Verfassers in den letzten Jahren in seinem Institute ausgeführt wurden, der elektrotechnischen Welt im Zusammenhange zugänglich gemacht werden. Sie zeugen davon, daß im Karlsruher Laboratorium an der wissenschaftlichen Erkenntnis elektrotechnischer Tagesfragen rüstig gearbeitet wird. Der Inhalt des Buches ist im wesentlichen der experimentellen Untersuchung der Stromwendung in Gleichstrommaschinen gewidmet; sowohl der Stromverlauf in den kurzgeschlossenen Spulen, als die Reibung von Dynamobürsten, als auch die Eigenschaften der Kommutierungspole sind aufs eingehendste untersucht. Außerdem findet man Versuche über das Verhalten eines Einphasen-Serienmotors, und einen besonders beachtenswerten Beitrag von A. Fränckel über Theorie und Wirkungsweise des Wechselstrom-Nebenschlußmotors mit Tourenregelung. Das Buch dürfte dauernden Wert für die Elektrotechnik behalten. R. Rüdenberg.

K. Wolf, Grundzüge der Elektrotechnik zum Gebrauche an gewerblichen Lehranstalten. gr. 8. IV u. 102 S. mit 195 Abbildungen. Wien, Alfr. Hölder. 1909. Gebunden 1 K 40 h.

K. Laudien, Die Elektrotechnik. Die Grundgesetze der Elektrizitätslehre und die technische Erzeugung und Verwertung des elektrischen Stromes in gemeinverständlicher Darstellung. Ein Handbuch für Techniker und alle in ihrem Berufe mit der Elektrotechnik in Berührung Kommenden. 8. u. 295 S. mit 367 Abbildungen. Hannover, Dr. Max Jänecke. M. 3.60, gebunden M. 4.—

F. Hoppe, Grundgesetze der allgemeinen Elektrizitätslehre. (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. I.) gr. 8. VI u. 114 S. mit 118 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 4.—

— **Prinzip und Wirkungsweise der technischen Meßinstrumente für Gleichstrom (Strom- und Spannungsmesser).** (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. III.) gr. 8. 64 S. mit 81 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 2.70

— **Widerstandsbestimmungen mit Berücksichtigung der Widerstandsmessungen an Maschinen und Apparaten, der Isolationsmessungen sowie der Temperaturbestimmungen durch Widerstandsmessungen.** (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. VI.) gr. 8. VI u. 101 S. mit 120 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 4.—

Alle diese Bücher behandeln ihr Gebiet mit einfachen, zum großen Teil sogar mit sehr einfachen Hilfsmitteln, so daß sie sich nicht über das Niveau einer technischen Mittelschule erheben und teilweise noch darunter stehen. Wer von der Elektrotechnik noch gar keine Ahnung hat, mag sie immerhin mit einigen Nutzen durchsehen. Es scheint in Deutschland nachgerade epidemisch zu werden, elementare Bücher über diese Gebiete herauszugeben, ohne Rücksicht darauf, daß der Büchermarkt bereits zur Genüge damit überschwemmt ist.

R. Rüdenberg.

G. Wernicke, Elektrotechnische Messungen und Meßinstrumente. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 13. Heft.) 8. VIII u. 138 S. mit 92 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1909. M. 5.—, gebunden M. 5.60

Das Buch ist dafür bestimmt, bei der Ausführung elektrischer Messungen als Orientierung über Einrichtung und Gebrauch der Meßinstrumente zu dienen. Die praktisch gebräuchlichen Methoden der Strom-, Spannungs-, Leistungs-, und Widerstandsmessungen sind ausführlicher, die magnetischen und elektrostatischen Messungen kürzer erläutert. Über Elektrizitätszähler findet sich leider nur eine Literatur-Zusammenstellung. Während die Meßmethoden in Hinsicht auf den Gebrauch der Instrumente eingehend beschrieben sind, findet man über die Arten der Messung, die im Zusammenhang mit den verschiedensten elektrischen Maschinen und Anlagen notwendig und üblich sind, keine näheren Angaben. Das Büchlein ist flüssig und leichtverständlich geschrieben, die Ausstattung übersichtlich und gut.

R. Rüdenberg.

H. Brunswig, Explosivstoffe. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie von Bredig. Bd. X.) 177 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 8.—

In sehr knapper Weise werden die allgemeinen Bedingungen für Explosionen, deren Geschwindigkeit, Druck, Temperatur, die dabei auftretenden Gase, der Explosionsstoß und in einem zweiten Teil die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Explosivstoffe, zum Teil in sehr instruktiven Tabellen behandelt. Das Hauptgewicht liegt auf der Darstellung des Tatsachenmateriales. Daß theoretische Erörterungen sehr knapp sind, ist zu entschuldigen, da die meisten Theorien bei unsern mangelhaften Kenntnissen der physikalischen Konstanten der Stoffe bei den Explosionstemperaturen nur sehr unvollkommen mit der Erfahrung stimmen. Über die für den Physiker sehr interessanten Geschwindigkeitsphänomene bei Explosionen hätte allerdings wohl etwas mehr gebracht werden können, z. B bei den Explosionswellen, wo die falsche Berthelotsche Theorie sehr breit und die Jouguetsche ganz kurz behandelt ist. Ein etwas übertriebener Raum ist den detaillierten Beschreibungen von Sprengungen, Unglücksfällen usw. gewährt. Das Buch dürfte als Einführung und Handbuch sehr geeignet sein, zumal eine ausgezeichnete moderne Literaturangabe das Studium der Originalarbeiten erleichtert. v. Wartenberg.

A. Schwaiger, Das Regulierproblem in der Elektrotechnik. 8. V u. 102 S. mit 28 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 2.80, gebunden in Leinen M. 3.60

Das Problem, die Spannung großer elektrischer Generatoren unabhängig von ihrer Belastung konstant zu halten, spielt seit langem eine große Rolle in der ausführenden Elektrotechnik. Die vorliegende Monographie beschäftigt sich in ausführlicher Weise mit den Anordnungen, die man heute anwendet, um diese Konstanz auf automatischem Wege ohne Eingriffe von Hand zu bewirken. Der Verfasser, der seit Jahren im Regulatorenbau praktisch tätig ist, behandelt in besonders klarer Darstellung die Theorie der mechanischen Regulierung. Es werden sowohl die direkt wirkenden Reguliervorrichtungen besprochen, bei denen der Nebenschlußregler der Dynamo durch eine vom Belastungsstrome durchflossene Spule unmittelbar verstellt wird, als auch die indirekten Regulatoren, deren Betätigung durch einen vom Spannungsrelais ausgelösten Hilfsmotor bewirkt wird. Schließlich ist auch der zuerst von Tirril angegebene Schnellregler eingehend erläutert, der sich vor allen anderen Regulatoren dadurch auszeichnet, daß die störende sehr große magnetische Trägheit der eisernen Dynamopole praktisch ausgeschaltet ist.

Bei sämtlichen Anordnungen sind die mit dem Reguliervorgange verknüpften Schwingungen sehr eingehend besprochen und die Resultate der Rechnung an Hand von graphischen Darstellungen der Anschauung noch näher geführt. Die Kriterien für die Stabilität der Regulierung sind überaus glücklich gefaßt und in praktisch brauchbare Formen gekleidet. Die klare und wertvolle Schrift dürfte der verdienten weitesten Verbreitung sicher sein.

R. Rüdenberg.

C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik. Hochschulvorlesungen. gr. 8. XVIII u. 501 S. mit 512 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1909. M. 13.—, gebunden M. 14.—

Das Buch ist die Wiedergabe der Münchener Hochschulvorlesungen des Verfassers, und umfaßt dementsprechend das Gesamtgebiet der praktischen Elektrotechnik. Es enthält eine Fülle von Material, das der Anschauung durch eine reichliche Beigabe guter Figuren nahegebracht wird. Der verbindende Text zeichnet sich durch großen Reichtum an Gedankenbildern und Hilfsvorstellungen aus, an die sich der ungeübte Leser erst wird gewöhnen müssen, bevor er Nutzen und klare Begriffe aus dem Werke wird schöpfen können. Wenn der Verfasser z. B. die elektrische Spannung als „oberste Tatsache des elektrischen

Erscheinungsgebietes" anspricht, wenn er ferner von „elektrisch-mechanischer Gedankenwandlung" durch den Gebrauch von „geistigen Generatoren und Motoren" beim Lernen und ähnlichem, spricht, so will er damit wohl nur die im Vorworte erwähnte Anregung nach der philosophischen Seite hin geben. Den sachlichen Inhalt des Buches im einzelnen anzugeben, erübrigt sich, da er alle praktisch wichtigen Dinge umfaßt; er ist bis auf die Neuerungen der letzten Zeit ergänzt. R. Rüdenberg.

A. Battelli, A. Occhialini, S. Chella, La Radioattività. 8. 438 S. Bari, Gius. Laterza e figli. 1909. L. 8.—

Das vom R. Istituto Lombardo di scienze e lettere preisgekrönte Buch gibt in Kap. II—VIII eine gute Übersicht über die Radioaktivitätserscheinungen. Besonderer Wert wird auf die Besprechung der Technik der einschlägigen Versuche gelegt; die Experimente selbst werden (z. T. nach Vorlesungsversuchen von Righi) sehr ausführlich beschrieben, und die Beschreibung durch viele gute halbschematische Skizzen vervollständigt. Recht eingehend wird auch die Chemie der radioaktiven Substanzen behandelt. Die „allgemeine Radioaktivität der Materie" fehlt, was wohl dem jetzigen Stande der Forschung entspricht. Als Einleitung dient ein Kapitel über elektrolytische Dissoziation und Gasentladungen, als Schluß 3 Kapitel über allgemeine Elektronentheorie, speziell die Bewegung des Elektrons; Atommodelle; Beziehungen zu den Valenzen der Chemie; und ziemlich ausführlich Elektronentheorie der Metalle. Merkwürdigerweise fehlt jeder Hinweis auf die Relativitätstheorie, selbst bei der Besprechung der Kaufmannschen Versuche.

Harms.

Alfonso Sella, Introduzioni Teoriche ad alcuni Esercizî Pratici di Fisica. Pubblicate a cura di A. Pochettino ed F. Piola. 8. VIII und 133 S. Firenze 1909. Successori Le Monnier.

Der Zweck, den der Verfasser bei Anlage dieses Buches verfolgte, war, dem Studierenden an der Hand einiger Beispiele zu zeigen, wie die experimentelle und die theoretische Behandlung eines physikalischen Problems Hand in Hand gehen sollen, und wie sich die Ergebnisse der einen Behandlungsweise durch die andere verwerten lassen. Folgende Aufgaben sind in dem Buche bearbeitet: I. Die Wage. II. Kalibrierung eines Thermometerrohres. III. Messung der spezifischen Wärme nach der Mischungsmethode. IV. Gitter. V. Bestimmung eines Magnetfeldes. VI. Horizontalkomponente des Erdmagnetismus. VII. Wheatstonesche Brücke. VIII. Quadrantenelektrometer.

Das Manuskript hat Sella bei seinem frühen Hinscheiden nahezu druckfertig hinterlassen. Die beiden ersten Kapitel befanden sich bereits im Druck, die übrigen bedurften noch einer leichten Überarbeitung. Diese Überarbeitung, sowie die Herausgabe des ganzen Werkes haben die Herren A. Pochettino und F. Piola mit großer Pietät besorgt und damit ihrem Lehrer und Freunde ein schönes Denkmal errichtet

Max Iklé.

F. Stolze, Die Stereoskopie und das Stereoskop in Theorie und Praxis. 2. vervollständigte Auflage. (Encyklopädie der Photographie. Heft 10.) gr. 8. XI u. 155 S. mit 46 Abbildungen. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1908. M. 5.—

Das vorliegende Buch wird jedem, der sich mit Stereoskopie beschäftigt, sehr nützlich sein. Denn der Verf. beschreibt mit peinlicher Genauigkeit alle Einzelheiten, auf die man beim Anfertigen einer Steroskopie zu achten hat. Dabei ist wohl das Kapitel über stereoskopische Aufnahmeapparate etwas zu kurz gekommen, aber die wesentlichsten, seit dem Erscheinen der ersten Auflage gemachten Fortschritte sind in der vorliegenden 2. Auflage berücksichtigt worden. Die Darstellung ist einfach und auch im allgemeinen klar.

Riesenfeld.

A. Voß, Über das Wesen der Mathematik. 8. 98 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Geheftet M. 3.60

Die Schrift stellt die erweiterte Wiedergabe einer Rede dar, die Verf. in einer öffentlichen Sitzung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften hielt. Der Haupttext gibt in geistvoller, auch dem Nicht-Fachmathematiker leicht verständlicher und doch echt wissenschaftlicher Art eine kurze Schilderung der Entwickelung der Mathematik und darauf einen recht vollständigen Überblick über alle ihre logisch und philosophisch bedeutsamen Begriffe und Probleme. In sehr wertvollen Anmerkungen, die wohl noch mehr Raum als der Haupttext einnehmen, findet man nähere Erläuterungen und Auseinandersetzungen mit der zeitgenössischen wissenschaftlichen Literatur (z. B. auch mit W. Wundt, Logik, 3. Aufl. 1906 ff.). Die Lektüre der kleinen Schrift kann daher nur aufs wärmste empfohlen werden.

F. Jüttner.

J. L. Routin, Le réglage des groupes électrogènes. Préface de M. H. Léauté. 8. 155 S. mit 45 Figuren. Paris, „La Lumière électrique", 40, rue des Écoles. 1908.

In überaus klarer und anschaulicher Weise

behandelt der Verfasser die Vorgänge, die bei der automatischen Regulierung elektrischer Generatoren auftreten, wie sie in großen Zentralstationen mehr und mehr angewendet wird. Die Untersuchung ist insofern sehr allgemein angefaßt, als außer der Spannungsregelung auch die Geschwindigkeitsregulierung der Maschinen, die nicht unabhängig von jener ist, mit in den Kreis der Betrachtung gezogen wird. Andererseits beschränkt sich der Verfasser auf die von ihm selbst oft praktisch ausgeführten indirekten Regulatoren, bei denen ein durch Relais betätigter Hilfsmotor die Regulierung bewirkt. Es werden hier jedoch die verschiedensten Möglichkeiten diskutiert, sowohl die konstante als die mit dem Regulierwege variable Reguliergeschwindigkeit wird besprochen, und eine große Reihe besonderer Feinheiten zur Verbesserung der Regulierung werden ausführlich erläutert. Ausgedehnter Gebrauch wurde von den übersichtlichen Léautéschen Regulierungsdiagrammen gemacht, die die analytische Formulierung der zulässigen und der günstigsten Regulierungsbedingungen sehr erleichtern. Zum Schlusse beschreibt der Verfasser die praktische Ausführung und Wirkungsweise seiner elektromechanischen Regulatoren. Der lesenswerten Monographie ist die weiteste Verbreitung zu wünschen.

R. Rüdenberg.

O. Nairz, Die elektrische Arbeitsübertragung. (Wissen und Können. Band XII.) gr. 8. VII u. 260 S. mit 144 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. Gebunden M. 6.—

Für den Laien ist es sehr angenehm, wenn ihm in leicht verdaulicher Form die Kenntnis der Systeme und Apparate für die elektrische Arbeitsübertragung verschafft wird, nur muß er dabei verlangen, daß der Verfasser eines solchen Büchleins selbst über die grundlegenden Begriffe im klaren ist, damit er nicht statt „Wissen und Können", wie der Sammlungstitel so hübsch lautet, „Weder Wissen noch Können" in den Kopf verpflanzt bekommt. Auf Seite 4 des vorliegenden Buches findet sich der Satz: „Ein Kind kann 1 kg einen 75 m hohen Turm hinauftragen und hat dann eine PS vollbracht". Die Verwechslung von Arbeit und Leistung ist dann auf den folgenden Seiten in breiter Ausführlichkeit erläutert! Die Lektüre des Buches wirkt durch die zahlreichen eingestreuten Stilblüten sehr amüsant. Hier nur ein Beispiel: „Man sieht, wie durch solche Verhältnisse (hohe Resonanzspannungen) Menschenleben und Material in gleicher Weise gefährdet werden können". Im übrigen ist Druck und und Ausstattung zu loben.

R. Rüdenberg.

O. Nairz, Die Radiotelegraphie. (Wissen und Können. Band IV.) gr. 8. VIII u. 271 S. mit 153 Abbildungen im Text. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Geb. M. 5.—

Diese Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie zeichnet sich durch eine sehr flüssige Darstellung aus, die mit einer gewissen Glätte auch über die schwierigeren Dinge hinweggleitet. Auf kühne Bilder kommt es dabei gelegentlich nicht an, so heißt es z. B., daß der elektrische Strom mit der Jouleschen Wärme „gewissermaßen Chausseegeld bezahlen" muß. Daß der Laie, für den das Buch ja auch berechnet ist, das Wesen des Vektordiagramms oder aus den leicht hingeworfenen Formeln, Seite 52, das Wesen der Resonanz verstehen wird, glaubt der Referent allerdings nicht. Auch daß nebenbei in aller Eile die gesamte moderne Lehre von der atmosphärischen Elektrizität mit abgemacht wurde, wobei irrtümlich von „positiven Elektronen" die Rede ist, war wohl kaum nötig. Mitunter (Seite 4 Mitte, Seite 49 oben) stört auch ein recht mangelhaftes Deutsch, besonders bezüglich des Gebrauchs der Kasus. — Im übrigen ist dem Buch eine erfreuliche Vollständigkeit des Stoffes nachzurühmen; besonders günstig trifft es sich, daß in einem Anhang auch schon die Wienschen Zischfunken behandelt sind, die jetzt so hohe Bedeutung erlangt haben. — Die Ausstattung ist, wie bei der ganzen Sammlung, vorzüglich.

F. Grünbaum.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Charlottenburg Major v. Parseval und Oberingenieur Dietzius für Luftschiffahrt.

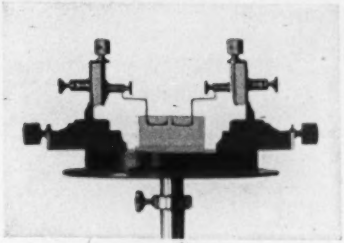
Ernannt: Die Privatdozenten für physikalische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Böttger und Dr. Karl Schall zu a. o. Professoren, W. S. Denham vom Glasgow Technical College zum Lektor und Demonstrator für Chemie an der Universität von St. Andrews, Dr. K. W. Charitschkoff zum Professor der organischen Chemie an der Frauenhochschule Tiflis, Dr. P. Farup zum Professor für anorganische Chemie an der Technischen Hochschule Drontheim, der Elektroingenieur Karl v. Bardeleben zum Dozenten für Physik und Schwachstromtechnik am Friedrichs-Polytechnikum Köthen, der Ingenieur R. Knoller zum a. o. Professor für Luftschiffahrt an der Technischen Hochschule Wien.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Breslau Dr. Adolf Kneser, dem etatmäßigen Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Robert Behrend, dem ord. Professor der Mathematik und Geodäsie an der Forstakademie Münden Dr. Anton Baule und dem ord. Professor für Chemie, Mineralogie und Geologie ebenda Dr. Constantin Counsler der Titel Geheimer Regierungsrat.

Nobelpreise: Für 1909 wurden erteilt Professor Dr. Ferdinand Braun in Straßburg und Ingenieur Dr. W. Marconi in London für Physik, dem früheren ord. Professor an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Ostwald für Chemie.

Gestorben: Der frühere Professor für chemische Technologie am University College Dr. C. Graham.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



No. 1.

No. 2.

No. 3.

No. 4.

No. 5

No. 6.

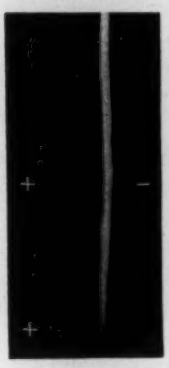
No. 7.

No. 8.

No. 9.

No. 10.

No. 11.

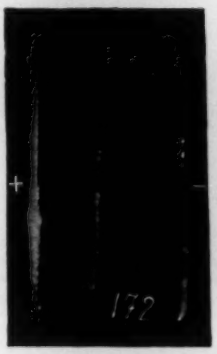


No. 12.

No. 13.

No. 14.

No. 15.



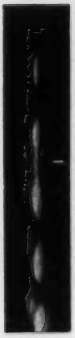
No. 16.

No. 17.

No. 18.

No. 19.

No. 20.



No. 21.

UNIVERSITY COLLEGE LIBRARY

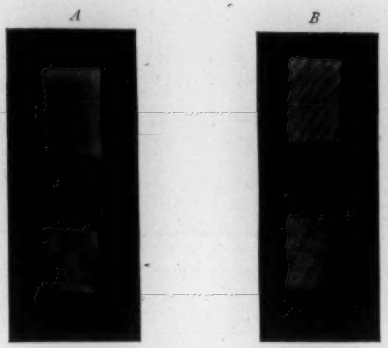


Fig. 1. *A.* Eine Fläche eines Stückes von Criptomeria japonica wurde mit Ausnahme der mittleren Partie angebrannt. Sie wurde in loser Berührung unter eine Platte gelegt, deren empfindliche Schicht abwärts gekehrt war. *B.* Magnolia hypleuca. Ein Teil einer Fläche wurde gebrannt, und auf den verbleibenden Teil wurde das Zeichen + eingebrannt. Lose Berührung; Platte oberhalb.

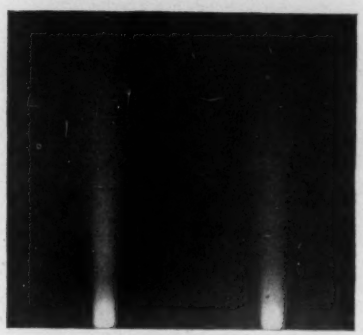


Fig. 2. Zwei schmale rechteckige gebrannte Flächen von Magnolia hypleuca in horizontaler Lage; eine Platte bildete einen Winkel von etwa 8° mit der Horizontalebene und berührte mit der einen Kante die aktiven Flächen. Die Platte befand sich oberhalb der Flächen.

Fig. 3. Leichtes Holzkohlepulver, von einer gebrannten Fläche von Paulownia imperialis abgekratzt. Die aus Papier ausgeschnittenen Zeichen K und I wurden mit der empfindlichen Schicht einer Platte in Berührung gebracht, über die das Pulver ausgestreut wurde. Die senkrechten Striche von K und I waren aus zwei Papierlagen hergestellt. Die Platte lag unten.

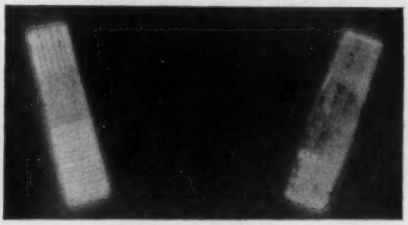


Fig. 4. Magnolia hypleuca. *A.* Striche auf einer gebrannten Fläche. *B.* Punkte am einen Ende; am andern Ende war die verkohlte Schicht mit einem Messer ausgekratzt worden, bis kein Pulver mehr zu erhalten war. Platte oberhalb; lose Berührung.

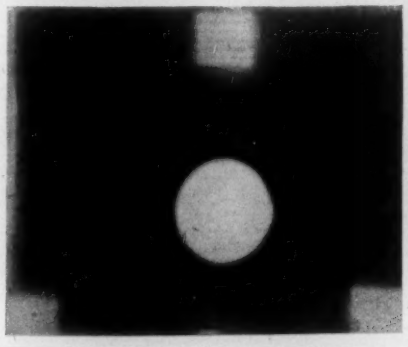


Fig. 7. Ein kleines Becherglas mit wässeriger Ammoniaklösung war in geringem Abstand unter eine Platte gestellt. Die Platte wurde von drei Stücken aus Criptomeria japonica getragen; *a*, *b*, *c* sind deren Bilder.

Fig. 8. Prunus pseudocerasus. *A.* Eine gebrannte Fläche in Berührung mit einer Platte in horizontaler Lage; eine der Stelle *m* zugekehrte Seitenfläche war angebrannt, während die der Stelle *m'* zugekehrte nicht angebrannt und mit der Borke bekleidet war. *B.* Fläche in kurzem Abstande von der Platte; die Stelle *s* entspricht einer gebrannten Fläche, *r* einer ungebrannten; die Seitenflächen sind ungebrannt, und die eine, *A* zugekehrte, besaß noch die Rinde. *a*, *b* sind die Bilder von Stücken aus Criptomeria japonica, die als Stützen dienten. Platte oberhalb.

BERLIN COLLEGE LIBRARY